

SÉRIE A, 178

N^o D'ORDRE :

200

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

M. Salomon ROSENBLUM

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PASSAGE DES
RAYONS α A TRAVERS LA MATIÈRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **30 JUIN 1928** devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1928

SÉRIE A, 178

N° D'ORDRE :

200

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

M. Salomon ROSENBLUM

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PASSAGE DES
RAYONS α A TRAVERS LA MATIÈRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **24** ~~24~~ **juin 1928** devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1928

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

Profess. honoraires..	{	P. PUISEUX.	H. LEBESGUE.
		V. BOUSSINESQ.	A. FERNBACH.
		A. JOANNIS.	A. LEDUC.
		H. LE CHATELIER.	G. SAGNAC.

Professeurs	{	EMILE PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
		G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
		E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
		P. JANET.....	Electrotechnique générale.
		F. WALLERANT.....	Minéralogie.
		H. ANDOYER.....	Astronomie.
		P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
		GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
		M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
		M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
		G. URBAIN.....	Chimie minérale.
		ÉMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
		L. MARCHIS.....	Aviation.
		JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
		RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
		H. ABRAHAM.....	Physique.
		M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
		E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
		L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
		E. VESSIOT.....	Théorie des fonct. et th. des transf.
		A. COTTON.....	Physique générale.
		J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
		CHARLES FABRY.....	Physique.
		CHARLES PÉREZ.....	Zoologie.
		LÉON BERTRAND.....	Géolog. structurale et géolog. appliquée.
		R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
		E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
		P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
		E. BLAISE.....	Chimie organique.
		P.-A. DANGEARD.....	Botanique.
P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.		
P. WINTREBERT.....	Anatomie et histologie comparées.		
O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.		
G. JULIA.....	Mathématiques générales.		
A. JOB.....	Chimie générale.		
A. MAILHE.....	Etude des combustibles.		
L. LUTAUD.....	Géogr physique et géol. dynamique.		
EUGÈNE BLOCH.....	Physique théorique et phys. céleste.		
HENRI VILLAT.....	Mécanique des fluides et applications.		
CH. JACOB.....	Géologie.		
N.....	Chimie appliquée.		



E. HÉROUARD... Zoologie.	E. DARMOIS..... Physique.
E. PECHARD... Chimie (Ens. P. C. N.).	G. BRUHAT..... Physique.
V. AUGER..... Chimie analytique.	H. MOUTON..... Chimie physique.
M. GUICHARD... Chimie minérale.	L. JOLEAUD..... Paléontologie.
A. GUILLET..... Physique.	M. JAVILLIER..... Chimie biologique.
C. MAUGUIN... Minéralogie.	A. DUFOUR..... Physique (P. C. N.).
L. BLARINGHEM Botanique.	F. PICARD..... Zoologie (Evolution des êtres organisés)
A. MICHEL-LÉVY Pétrographie.	ROBERT-LÉVY..... Zoologie.
A. DEREIMS.... Géologie.	L. DUNOYER..... Optique appliquée.
R. DONGIER.... Physique du globe.	A. GUILLIERMOND. Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY..... Calcul diff. et int.	A. DEBIERNE..... Radioactivité.
H. BENARD..... Physique (P. C. N.).	

Secrétaire..... DANIEL TOMBECK.

A MADAME PIERRE CURIE

Hommage reconnaissant.

A MES PARENTS

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PASSAGE DES RAYONS α A TRAVERS LA MATIÈRE

Par SALOMON ROSENBLUM

INTRODUCTION

En 1900, Mme Pierre Curie ⁽¹⁾, émettait l'hypothèse que les rayons α sont des projectiles matériels susceptibles de perdre de leur vitesse en traversant la matière.

Cette manière de voir s'est parfaitement confirmée depuis : nous savons aujourd'hui que les rayons α sont constitués par des atomes d'hélium doublement ionisés, spontanément projetés par des atomes radioactifs lors de leur désintégration, et répartis en « groupes » de vitesses bien définies.

Considérons un faisceau homogène de rayons α c'est-à-dire un ensemble de ces projectiles issus d'une même source, et dont les vitesses ont même grandeur et même direction ; si nous faisons abstraction de l'élargissement du faisceau dû à la répulsion mutuelle des particules en raison de leur charge, et si nous supposons que le faisceau est situé dans un vide parfait, en dehors de tout champ de force, la grandeur et la direction de la vitesse des projectiles doit rester indéfiniment la même, et l'énergie du faisceau se conserve. Si, au

(1) *C. R.* 130 (1900), 76.

contraire, le faisceau rencontre des masses électrisées, nous devons prévoir des variations de vitesse, en grandeur et en direction, et ce sera le cas lorsque de la matière sera interposée sur le trajet des rayons ; en effet la matière peut être, d'après les théories actuellement admises, considérée comme un ensemble de centres discrets chargés d'électricité positive ou négative. La traversée de la matière provoquera donc une dispersion angulaire du faisceau, et des échanges d'énergie auront lieu au détriment des rayons α .

Tous les projectiles ne rencontrent pas forcément sur leur trajet le même nombre de centres électrisés, et les distances auxquelles ils en approchent ne sont pas nécessairement les mêmes. Les pertes d'énergie individuelle de ces projectiles diffèrent donc légèrement les unes des autres ; il s'ensuit que la traversée d'une couche de matière, même rigoureusement uniforme, introduit une certaine hétérogénéité de vitesse dans un faisceau de rayons α primitivement homogène. Si l'épaisseur de matière traversée augmente, l'expérience montre que les couches suivantes ne font qu'accentuer cette hétérogénéité. Ce résultat s'explique, comme on le verra plus loin, par le fait que la perte d'énergie d'un projectile dans la traversée d'une mince couche de matière d'épaisseur donnée est inversement proportionnelle à la vitesse avec laquelle il aborde cette couche, au moins approximativement.

Mais le nombre de centres électrisés rencontrés dans les corps solides étant considérable, même dans les couches matérielles les plus minces que l'on puisse utiliser, on conçoit que ce soient les lois des grands nombres qui interviennent ; l'expérience a montré effectivement que les pertes de vitesse individuelles des particules α se répartissent autour d'une valeur moyenne la plus probable. C'est cette valeur que nous déterminerons expérimentalement pour un corps simple déterminé, d'épaisseur uniforme, c'est-à-dire contenant, par unité de surface un nombre donné d'atomes de la même espèce.

Les effets de ralentissement et de dispersion s'influencent mutuellement et se superposent pour modifier le faisceau de rayons α . Malgré la complication qui en résulte, on peut distinguer expérimentalement, dans la plupart des cas, trois effets séparés en remarquant que les vitesses sont des grandeurs vectorielles :

1⁰ UNE DISPERSION DES VITESSES EN DIRECTION ou dispersion proprement dite, consistant en changements importants de direction des rayons α . Ce phénomène, dû à la répulsion subie par les projectiles α lors de leur passage au voisinage des noyaux des atomes, a été étudié par Rutherford et ses élèves. Leurs expériences désormais classiques sur les déviations subies par les rayons α dans le passage à travers de minces feuilles métalliques, ont, comme on le sait, conduit à la conception actuelle de l'atome Bohr-Rutherford.

2⁰ UNE DISPERSION DES VITESSES EN GRANDEUR, c'est-à-dire une discordance introduite dans les vitesses des différents projectiles α , primitivement « isocinétiques ». C'est ce phénomène que les auteurs anglais désignent par le mot « straggling ». Il a été étudié en fonction de la couche de matière traversée par Darwin, Geiger, Rutherford, Henderson, Makower, Taylor, Friedmann ⁽¹⁾ et, récemment, par I. Curie, I. Curie et P. Mercier, Meitner et Freitag, Briggs ⁽²⁾.

⁽¹⁾ DARWIN, *Phil. Mag.*, Vol. 23 (1912), p. 901 ; GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, A Vol. 83 (1910), p. 192 ; RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, Vol. 47 (1924), p. 277 ; HENDERSON, *Proc. Roy. Soc.*, A Vol. 109 (1925), p. 157 ; MAKOWER, *Phil. Mag.*, Vol. 32 (1916), p. 222 ; TAYLOR, *Phil. Mag.*, Vol. 26 (1913), p. 377 ; FRIEDMANN, *Wien Ber.*, Vol. 122 (1913), p. 1269.

⁽²⁾ I. CURIE, *Ann. de Phys.*, Vol. 3 (1925), p. 299 ; MEITNER et FREITAG, *Z. für Phys.*, Vol. 37 (1926), p. 481 ; I. CURIE et P. MERCIER, *J. Phys. et Rad.*, Vol. 7 (1926), p. 289 ; BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A Vol. 114 (1927), p. 313.

3° Enfin on peut envisager un RALENTISSEMENT DU FAISCEAU DES RAYONS α . On admet, en général, que le ralentissement et la dispersion des vitesses en grandeur sont dus aux échanges d'énergie entre le projectile α et les électrons des atomes rencontrés, les noyaux n'intervenant pas d'une façon importante dans le phénomène. De ce fait, on conçoit que les expériences sur le ralentissement des rayons α puissent nous renseigner sur la constitution de « l'enveloppe électronique » de l'atome. Le ralentissement mis en évidence pour la première fois par E. Rutherford ⁽¹⁾ est un phénomène d'une grande régularité qui se prête particulièrement bien aux mesures quantitatives précises.

Sur le conseil de Mme P. Curie, nous avons entrepris d'examiner systématiquement la question du ralentissement des rayons α en fonction de la nature de l'absorbant. Dans ce but, nous avons repris les expériences de Marsden et Taylor ⁽²⁾ sur la perte de vitesse des rayons α dans de minces feuilles de mica, de cuivre, d'aluminium et d'or. Nous avons également effectué des mesures avec des feuilles de cadmium, d'argent, de palladium, d'étain, de platine, de plomb, de lithium, de fer, de nickel et de certains alliages.

Il nous a été possible de dégager des résultats obtenus une loi générale liant la perte de vitesse à la masse superficielle de l'écran traversé. On peut également en déduire une nouvelle expression du « pouvoir de ralentissement par atome » des corps simples absorbants en fonction de leur numéro atomique N.

Au cours de ce travail, nous avons eu l'occasion d'effectuer une détermination précise du rapport des vitesses des particules α du thorium C et du thorium C' et de mettre en évidence, par la photographie, deux nouvelles raies dans le spectre de vitesse du rayonnement à charge positive provenant du dépôt actif du thorium.

⁽¹⁾ RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, Vol. 12, p. 134.

⁽²⁾ MARSDEN et TAYLOR, *Proc. Roy. Soc.*, A 88 (1923), p. 443.

CHAPITRE PREMIER

Rapport des vitesses de différents groupes de rayons α . Méthode employée. Dispositif expérimental. Premiers résultats.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le dispositif expérimental et les expériences destinées à déterminer le rapport des vitesses initiales des rayons α du thorium C et du thorium C'. La connaissance de ce rapport nous permettra d'utiliser, pour l'étude du ralentissement des rayons α par la matière, les résultats relatifs à ces deux groupes de rayons, émis simultanément par la source de Th(B + C + C'). Les courbes de ralentissement ainsi établies sur deux séries de résultats présentent un plus grand caractère de sécurité.

Méthode employée.

Nous avons employé la méthode photographique habituelle : on opère dans le vide pour éviter la dispersion et le ralentissement parasites produits par le milieu gazeux ; on reçoit sur une plaque sensible un faisceau de rayons α étroit et nettement délimité, sur lequel on fait agir perpendiculairement un champ magnétique constant et uniforme. Sous l'action de ce champ, la trajectoire des particules α devient circulaire. Le rayon de ce cercle est, comme on le sait, proportionnel à la vitesse des rayons α et inversement proportionnel à l'intensité du champ magnétique.

Lorsque le champ magnétique n'agit pas, le faisceau non

dévié donne sur la plaque une « raie » centrale fine ; lorsque le champ magnétique agit, on obtient des raies distinctes de la raie centrale, correspondant aux différents groupes de rayons α , caractérisés par leurs vitesses. La distance de ces raies à la raie centrale donne la mesure de ces vitesses au moyen d'une formule appropriée qui tient compte des dimensions géométriques de l'appareil. Pour doubler la précision, nous avons opéré sur la même plaque une deuxième pose en inversant le sens du champ magnétique ; nous avons alors mesuré la distance entre les deux raies obtenues, symétriques par rapport à la raie centrale.

Dispositif expérimental.

APPAREIL A DÉVIATION MAGNÉTIQUE. — Dans les travaux expérimentaux sur la déviation magnétique des rayons α on se heurte souvent à la difficulté qui résulte du manque d'intensité des sources.

Pour avoir des images nettes, il est donc nécessaire d'utiliser au maximum le rayonnement provenant d'une source radioactive donnée.

La densité du noircissement dans l'image photographique dépend évidemment du nombre de rayons α qui viennent frapper l'unité de surface. Par conséquent, elle est inversement proportionnelle au carré de la distance plaque-source. On a donc intérêt à diminuer cette distance ; on peut le faire à condition d'intensifier en même temps le champ magnétique, pour avoir une séparation suffisante des raies. Cette augmentation de l'intensité du champ magnétique est obtenue en diminuant la distance qui sépare les pièces polaires. Pour pouvoir utiliser un entrefer très petit, nous avons construit un appareil à déviation magnétique où les pièces polaires elles-mêmes servent de parois. Nous avons pu réaliser ainsi un champ magnétique plus homogène et

presque deux fois plus intense, qu'avec l'appareil ordinaire utilisé auparavant.

L'appareil consiste en une pièce cylindrique d'aluminium A de même diamètre que les pièces polaires et de 8 mm. d'épaisseur, pourvue d'un évidement central (fig. 1).

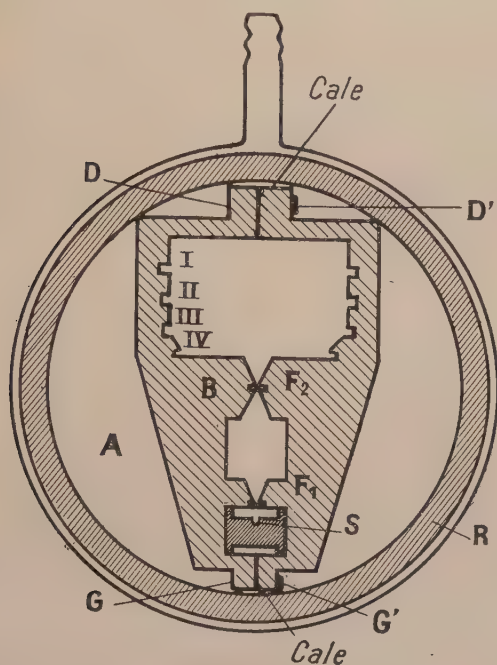


Fig. 1.

Sur les faces de cette pièce sont appliquées deux rondelles en caoutchouc R enduites de graisse qui viennent, d'autre part, en contact avec les pièces polaires.

Quand un fort courant passe dans les bobines de l'électro-aimant, les pièces polaires se rapprochent en faisant fléchir légèrement l'armature, serrent les rondelles de caoutchouc, et font de l'évidement central de la pièce cylindrique un espace hermétiquement clos, dans lequel on peut maintenir

une pression de l'ordre de $1/1.000$ de millimètre de mercure (pendant toute la durée des expériences on laissait fonctionner une pompe à huile Pilon à deux étages).

L'évidement de la pièce cylindrique reçoit une autre pièce en laiton B de 8 mm. d'épaisseur, elle-même évidée et composée de deux parties DG et D'G', rigoureusement symétriques.

En écartant légèrement ces deux parties, par l'introduction de minces cales métalliques entre D et D' et entre G et G', on réalise deux fentes diaphragmes F_1 et F_2 . En faisant varier l'épaisseur des cales, on règle à volonté la largeur des fentes (de 3 à 6 centièmes de millimètre dans nos expériences).

Les arêtes des pièces biseautées formant les fentes sont en or. On a choisi ce métal, de grande densité, à cause de son pouvoir d'absorption très élevé pour les rayons α ; les particules α les plus rapides ne peuvent, en effet, traverser que 15μ d'or, les bords de la fente se trouvent donc assez exactement déterminés.

Les fentes F_1 et F_2 rectilignes et parallèles entre elles, servent à canaliser les rayons α émis par la source, placée en S, à 0,5 mm. au-dessous du diaphragme F_1 .

LE CHAMP MAGNÉTIQUE. — Le champ magnétique est produit par un électro-aimant puissant dont les pièces polaires de 11 cm. de diamètre peuvent être écartées ou rapprochées à l'aide d'une vis; il est alimenté par le courant provenant d'une batterie d'accumulateurs de grande capacité. Pour un courant de 10 ampères dans les bobines, le champ obtenu est de 17.000 gauss environ pour un écartement de 8 mm. des pièces polaires.

On s'est assuré à l'aide d'une bobine exploratrice très sensible de l'homogénéité du champ magnétique dans la zone utilisée.

(Dans le but d'augmenter l'intensité du champ magnétique, nous avons fait construire une paire de pièces polaires de

forme tronconique. A l'aide de deux bobines supplémentaires ajoutant leurs effets à ceux des enroulements existants, nous avons pu réaliser dans un entrefer de 7 mm. un champ d'environ 23.000 gauss, uniforme dans une section de 8 cm. de diamètre. L'intensité du courant dans les bobines était de 10 ampères).

SOURCE. — La substance radioactive était déposée sur un support en or. La partie supérieure B du support formait une sorte de biseau de section ogivale (3) dont les faces latérales étaient activées. Ces faces avaient : 0,7 mm. de largeur

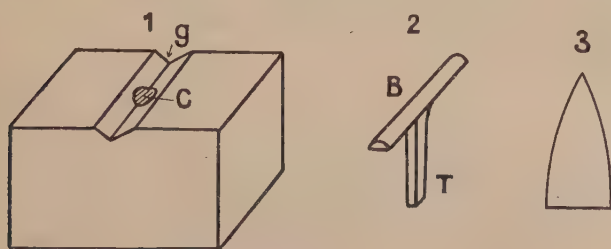


Fig. 2.

et 8 mm. de longueur. La base de l'ogive mesurait 0,5 mm. en largeur. La tige T s'engageait dans un canal cylindrique creusé dans un bloc cubique de laiton (fig. 2, 1, 2, 3), le biseau B venait s'appuyer dans une gouttière *g*, de telle sorte que l'arête du biseau vienne affleurer la face supérieure du cube.

Le bloc lui-même pouvait être placé dans l'appareil de façon que l'arête du biseau soit dans l'axe des fentes, parallèle à leur direction et à 1 mm. en-dessous de la fente E_1 .

ACTIVATION. — L'activation est obtenue de la façon suivante : le support est placé dans un récipient clos et soumis pendant plusieurs heures à l'action de l'émanation dégagée par un sel de radiothorium placé au fond du récipient (fig. 3).

Les sources ainsi obtenues émettent deux groupes de rayons α correspondant aux corps thorium C et thorium C' et décroissant avec la période du thorium B (10.6 heures). Les périodes du thoron et du thorium A étant très courtes, les rayons α dus à ces corps disparaissent après un temps très court.

Avant chaque activation les faces du biseau étaient polies à l'aide de papier émeri très fin. Après l'activation, la source était lavée à l'alcool pour enlever les poussières.

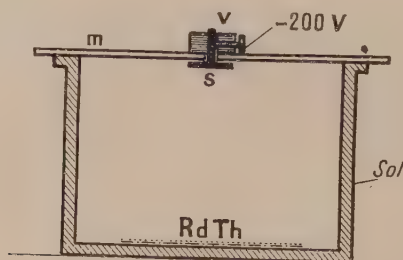


Fig. 3.

Grâce à la forme du support, il était possible d'activer dans l'émanation du thorium les faces du biseau seulement à l'exclusion de la base.

Nous avons employé différentes sources, équivalentes en rayonnement γ à des quantités de radium-élément variant de 8 à 20 mg. (les mesures étant effectuées à travers 10 mm. de plomb).

ASPECT DES SOURCES. — Les supports de la matière active que nous avons utilisés pour la détermination du rapport des vitesses initiales des rayons α du thorium C et C' étaient en or et conservaient ordinairement un éclat métallique. Dans le cas d'une activation trop prolongée, les sources prenaient un aspect terne dû à une altération superficielle du métal et non à la présence de la matière active directement ; celle-ci

est en trop petite quantité pour être visible, ainsi qu'on peut s'en rendre compte par le calcul suivant :

Les sources les plus fortes utilisées par nous étaient en effet équivalentes par leur rayonnement γ à 20 mg. de radium-élément.

D'après les tableaux de Shenstone et Schlundt ⁽¹⁾ le thorium C' équivalent à 1 g. de radium élément en rayonnement pénétrant (mesuré à travers 10 mm. de plomb) émet $2,72 \cdot 10^{10}$ rayons α par seconde.

Ces auteurs avaient adopté $3,72 \cdot 10^{10}$ par seconde comme nombre de rayons α émis par gramme de radium élément. En adoptant la valeur plus récente de Jedrzejowski ⁽²⁾ $3,50 \cdot 10^{10}$ par seconde, les nombres donnés par Shenstone et Schlundt pour le thorium C' sont à multiplier par le facteur $3,50/3,72$.

En effectuant les calculs sur ces bases et en remarquant que le thorium C' ne donne que 65 o/o du rayonnement α total émis par le dépôt actif du thorium, nous trouvons finalement comme valeur maxima du nombre de rayons α émis par seconde par les sources Th B + Th C + Th C' que nous avons employées :

$$0,02 \times 2,72 \cdot 10^{10} \times \frac{3,50}{3,72} \times \frac{100}{65} = 7,9 \cdot 10^8 \text{ z/sec.}$$

En admettant pour la constante radioactive λ du thorium B $1,82 \cdot 10^{-5}$ ceci correspond à $\frac{7,9 \cdot 10^8}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 4,34 \cdot 10^{13}$ atomes de thorium B.

La surface du support utilisée comme source mesurant 6 mm² environ, la densité du thorium B, est donc de $7,2 \cdot 10^{14}$ atomes/cm².

Le poids atomique du thorium B étant 212 environ et en adoptant $6,06 \cdot 10^{23}$ pour le nombre d'Avogadro, nous

⁽¹⁾ SHENSTONE et SCHLUNDT, *Phil. mag.*, 43, p. 1038, 1922.

⁽²⁾ JEDRZEJOWSKI, *Thèse Paris*, 1927.

aurons finalement $2,5 \cdot 10^{-7}$ g./cm² de thorium B uniformément réparti dans une épaisseur d'or de l'ordre de $6,3 \cdot 10^{-5}$ g./cm² (voir p. 20), une certaine pénétration dans le support ayant lieu par suite de l'effet du recul radio-actif.

En général, nous avons remarqué que les supports en or étaient moins altérés à la surface que les supports en laiton, argent ou platine que nous avons eu l'occasion d'essayer.

TEMPS D'EXPOSITION. — Les temps d'exposition ont varié de 20 à 60 minutes pour chaque expérience ; cependant, on a pu obtenir des impressions nettes après une exposition de quelques minutes seulement.

L'avantage de l'appareil décrit est donc plus important pour l'étude des rayons α provenant de corps à vie très courte ou de rayonnements très faibles que dans le cas du dépôt actif du thorium à vie relativement longue permettant des expositions prolongées (voir p. 63).

CONDITIONS GÉOMÉTRIQUES. — Les plaques photographiques pouvaient être fixées dans différentes positions grâce à un système de rainures (I, II, III, IV) où elles étaient assujetties à l'aide de ressorts en aluminium.

Voici les conditions géométriques dans lesquelles nous avons opéré :

La distance b entre les deux fentes diaphragmes, mesurée à la machine à diviser, était de 3,066 cm.

Les distances a entre la fente supérieure et les plaques photographiques aux différentes positions I, II, III, IV étaient respectivement de 0 cm. 85 (3), 1 cm. 38 (9), 2 cm. 25 (7) et 3 cm. 08 (5).

CALCUL DU RAYON DE COURBURE. — Le rayon de courbure R de la trajectoire des particules chargées dans un champ

magnétique uniforme H est, comme on le sait, donné par la relation $R = \frac{1}{H} \frac{m}{e} V$ où e/m est le rapport de la charge à la masse et V la vitesse de la particule (fig. 4).

Soit d la déviation du faisceau à partir de sa position initiale, on a alors :

$$\begin{aligned}
 R^2 &= \left(a + \frac{b}{2}\right)^2 + (A - d)^2 \\
 R^2 &= A^2 + \frac{b^2}{4} \\
 R^2 &= \left(a + \frac{b}{2}\right)^2 + \left(\sqrt{R^2 - \frac{b^2}{4}} - d\right)^2 \\
 (1) \quad R &= \sqrt{\left(\frac{a^2 + ab + \frac{b^2}{4}}{2d}\right)^2 + \frac{b^2}{4}}
 \end{aligned}$$

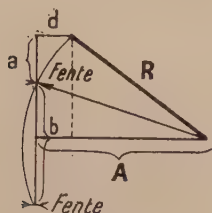


Fig. 4.

C'est cette formule que nous avons utilisée pour calculer le rapport des vitesses des deux groupes de rayons α du dépôt actif du thorium.

Dans le cas où b et d sont petits on peut négliger le deuxième terme sous le radical et également d^2 devant ab ; on obtient alors :

$$(2) \quad R = \frac{a^2 + ab}{2d} = \frac{a(a + b)}{2d}$$

On rencontre souvent cette formule approchée dans les travaux sur la déviation des rayons α par la méthode du champ magnétique.

Sous cette forme on voit que le rayon de courbure R est en

première approximation inversement proportionnel à la déviation.

LARGEUR DES RAIES. — Les raies correspondant au thorium C et au thorium C' se présentaient dans les clichés utilisés pour les mesures sous forme de raies fines dont les bords étaient bien délimités. Les largeurs des deux raies étaient (à la précision des mesures près) identiques et égales à la largeur de la raie centrale non déviée qui se trouverait à mi-chemin entre les deux raies symétriques obtenues par renversement du champ magnétique. La largeur de cette raie centrale est immédiatement donnée par les conditions géométriques de l'appareil et la largeur des fentes qui délimite le pinceau de rayons α .

Toutefois, nous avons remarqué que la « largeur d'une raie α » n'est pas une grandeur toujours semblable à elle-même. En effet, elle dépend du temps d'exposition : nous avons obtenu des clichés, où la raie correspondant au thorium C' était plus large que celle correspondant au thorium C, alors qu'en réalité cette dernière, due à des rayons α plus lents et par conséquent plus déviés, devrait géométriquement être la plus large (voir plus loin). Nous trouvons une explication de cette anomalie en observant que le nombre des rayons émis par le thorium C' est supérieur d'environ $1/3$ à celui émis par le thorium C (les deux corps étant en équilibre radioactif avec le thorium B).

La raie correspondant au thorium C' peut donc dans certains cas être suffisamment exposée, alors que celle du thorium C ne l'est pas. D'autre part nous savons ⁽¹⁾ ⁽²⁾ que la répartition du noircissement dans une raie α a la forme d'une courbe de probabilité, dont le sommet coïncide avec le milieu de la raie et l'on conçoit qu'un manque d'exposition

⁽¹⁾ I. CURIE, *Recherches sur les rayons α du polonium*, p. 361.

⁽²⁾ BRIGGS, *Proc. Roy. Soc. A* vol. 114 (1927), p. 313.

aura comme effet de faire apparaître la raie comme étant plus fine.

ELARGISSEMENT DES RAIES SUIVANT LES CONDITIONS GÉOMÉTRIQUES DE L'APPAREIL. — Il nous a semblé intéressant de déterminer la largeur d'une raie due à l'impact d'un faisceau de rayons corpusculaires sur une plaque photographi-

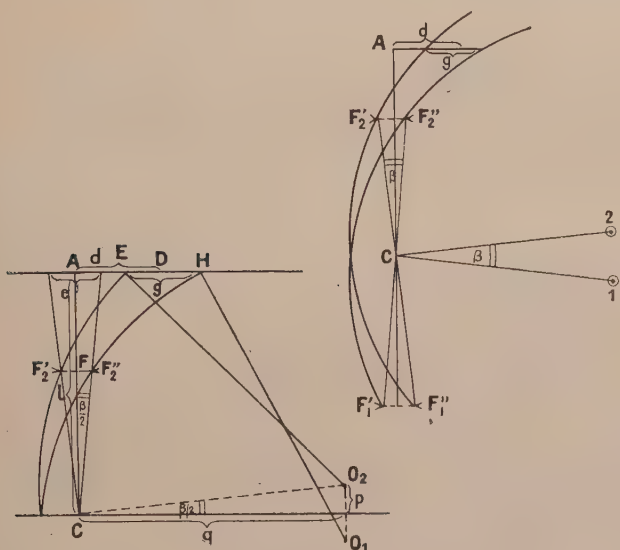


Fig. 5.

que d'après les conditions purement géométriques de l'appareil utilisé et la valeur du rayon de courbure R de ce pinceau dans un champ magnétique uniforme.

Nous supposons que la trajectoire de ce pinceau est définie par deux fentes fines F'_1, F''_1 et F'_2, F''_2 d'ouvertures égales placées parallèlement aux lignes de force (fig. 5).

Soit l la distance AC entre la plaque photographique AH et le point C déterminé par l'intersection F'_1, F''_2 et F''_1, F'_2 .

Soient O_1 et O_2 les centres des cercles de rayons R qui délimitent le pinceau dévié, d , la distance entre le milieu de la raie déviée de largeur $EH = g$ et de la raie non déviée de largeur e . Nous appellerons p la demi-distance entre les centres O_1 et O_2 et q la distance de O_1 , O_2 à C . L'angle $F'_2CF''_2 = O_1CO_2$ sera désigné par β .

Nous avons alors les équations :

$$\begin{array}{l} (1) \quad R^2 = (l - p)^2 + (q - AE)^2 \\ (2) \quad R^2 = (l + p)^2 + (q - AH)^2 \\ \hline - \quad 4pl + 2q(AH - AE) + EA^2 - AH^2 = 0 \\ - \quad 4pl + 2q(AH - AE) + (AH + AE)(AH - AE) = 0 \end{array}$$

Rappelons que $AH - AE = g$, et notons que :

$$\frac{AH + AE}{2} = d.$$

On a alors :

$$-4pl + 2pq - 2dg = 0;$$

et finalement :

$$(3) \quad g = \frac{2pl}{q - d}$$

Mais :

$$q = R \cos \beta/2$$

$$p = R \sin \beta/2$$

d'où :

$$g = \frac{2R \sin \beta/2 l}{R \cos \beta/2 - d} = \frac{2R \operatorname{tg} \beta/2 l}{R - d / \cos \beta/2}.$$

Pour $\operatorname{tg} \beta/2$ nous pouvons écrire $\operatorname{tg} \beta/2 = \frac{e}{2l}$,

et on a alors :

$$g = \frac{Re}{R - d / \cos \beta/2},$$

et finalement pour l'élargissement relatif de la raie déviée par rapport à la raie non déviée :

$$(4) \quad \frac{g - e}{e} = \frac{d / \cos \beta/2}{R - d / \cos \beta/2} = \frac{d}{R \cos \beta/2 - d}.$$

L'angle $\beta/2$ est en général petit dans nos expériences $\operatorname{tg} \beta/2 = \frac{e}{2l}$ était $\frac{0,012}{5,6}$ au maximum soit 0,002 environ ($e = 0,012$ cm., $2l = 5,6$ cm.), $\cos \beta/2$ est par conséquent très peu différent de 1.

Nous pouvons donc écrire :

$$(5) \quad \frac{g - e}{e} = \frac{d}{R - d} \quad \text{où} \quad e = F'_2 F''_2 \times \frac{AC}{CF}.$$

Mais nous avons vu d'autre part que la déviation d elle-même était inversement proportionnelle au rayon de courbure R . Si nous négligeons d devant R dans le dénominateur, nous voyons que pour les faibles valeurs de d l'élargissement relatif est proportionnel au carré de la déviation d .

Dans nos expériences R variait de 22 à 28 cm. et d variait de 0,6 à 1,2 mm. L'élargissement maximum devait donc être $\frac{1,2}{220}$, soit 0,6 o/o environ; la largeur des raies étant 100 μ environ, on voit que l'élargissement géométrique à prévoir restait dans la limite des erreurs expérimentales.

EFFET DU REcul RADIOACTIF. — Le rayonnement α que nous avons utilisé dans nos expériences sur la détermination du rapport des vitesses du thorium C au thorium C' provenait des corps thorium C et thorium C' en équilibre radioactif avec le thorium B.

Ce dernier a été obtenu, comme nous l'avons exposé, à partir d'une forte préparation de radiothorium, par la méthode du champ électrique, les ions positifs étant adsorbés à la surface du support en or, chargé négativement.

En général, on admet que ce sont les atomes de thorium A qui se déposent sur la cathode ⁽¹⁾ mais l'atmosphère ionisée autour de la préparation de radiothorium n'étant pas desséchée on peut aussi penser qu'une fraction des

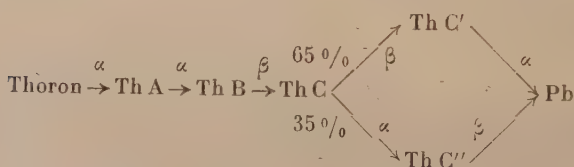
(1) BRIGGS, *Phil. mag.*, 1925, 50, p. 600.

atomes de thoron se fixe sur la cathode avec les atomes provenant des produits de la désintégration.

En effet, comme l'a montré Mme Curie ⁽¹⁾ le dépôt actif du radium se trouve au moins en partie à l'état de particules agglomérées suspendues dans le gaz non desséché, où se fait l'activation.

D'après Mme Curie cette agglomération des atomes actifs est due à la présence de vapeur d'eau. Cette explication est en plein accord avec les résultats d'expériences récentes sur la mobilité des ions, qui montre le grand rôle que joue la vapeur d'eau dans la formation de gros ions. Dans nos expériences il était impossible de dessécher l'atmosphère autour de la préparation active. En effet, comme on le sait, la dessiccation retarde le dégagement de l'émanation.

Les conglomerats des ions humides chargés positivement en présence desquels on se trouve, restent adsorbés à la surface des supports et les atomes de thoron gazeux éventuellement entraînés peuvent subir la suite des transformations radioactives :



Nous voyons donc que si l'on envisage la possibilité de la présence du thoron à la surface du support métallique, on doit prévoir deux transformations α sur le support même.

Par suite des émissions α , les atomes en désintégration seront donc rejetés dans les directions opposées aux émissions α et pénétreront dans le support.

Il nous a semblé intéressant d'examiner l'ordre de grandeur de l'erreur probable sur la détermination du rapport des vitesses des rayons α du thorium C' et thorium C, par

(1) M. CURIE, *Le Radium*, 381, 1907.

suite de cette pénétration de la matière active dans le support.

Du fait des deux reculs radioactifs successifs (thoron et thorium A) les atomes du thorium B et, par conséquent, ceux du thorium C et du thorium C' se trouveront plus ou moins enfoncés dans une couche d'une certaine épaisseur, du support que les rayons α auront à traverser, et c'est en réalité le rapport des vitesses des rayons α déjà un peu ralentis que nous déterminerons par notre méthode.

D'après les expériences de Wertenstein ⁽¹⁾ on peut admettre 20 m μ comme parcours du radium B (reculant à partir du radium A) dans l'argent. D'autre part, les vitesses de recul pour le radium B, le thoron et le thorium A sont ⁽²⁾ :

$$\text{Ra B} = 3,147 \times 10^7 \text{ cm./sec.},$$

$$\text{Tn} = 3,200 \times 10^7 \text{ cm./sec.},$$

$$\text{Th A} = 3,389 \times 10^7 \text{ cm./sec.}$$

(Soit M la masse et V la vitesse de l'atome en recul, soit m la masse et v la vitesse de la particule α émise par la substance mère :

on a :

$$MV = mv,$$

$$V = \frac{m}{M} v,$$

le rapport $\frac{m}{M}$ est de l'ordre de $\frac{2}{100}$).

Si nous admettons 20 m μ comme parcours du thoron dans l'argent (la vitesse du thoron et du radium B étant approximativement la même) on pourra adopter comme parcours du thorium A, qui a une vitesse un peu supérieure, une valeur un peu plus élevée, en admettant que les parcours de recul sont proportionnels au carré de la vitesse. Car il paraît légi-

⁽¹⁾ WERTENSTEIN, *C. R.*, 151, p. 469, 1910.

⁽²⁾ MEYER-SCHWEIDLER, *Tabelle*, 11, p. 645, Leipzig, 1927.

time de supposer que les atomes de recul se comportent comme des rayons α de faible vitesse pour lesquels on sait que les parcours sont proportionnels à une puissance voisine de deux de la vitesse. En faisant le calcul sur ces données, on trouve 43 m μ comme somme des deux parcours successifs thorium A et thorium B dans l'argent, ce qui correspond à $4,5 \times 10^{-2}$ mg./cm² environ.

Comme valeur correspondante dans l'or, nous adopterons $6,3 \cdot 10^{-2}$ mg./cm² évaluée en tenant compte du rapport des parcours de rayons α du thorium C' dans l'or et l'argent ($\frac{98}{70}$ suivant nos expériences⁽¹⁾).

Toutes les directions étant également probables pour les émissions α , il en sera de même pour les atomes de recul, qui se trouveraient donc répartis à l'intérieur d'une couche de $6,3 \cdot 10^{-2}$ mg./cm² à la surface du support en or.

Dans nos mesures, nous déterminons la valeur de la vitesse moyenne d'un faisceau α ; les rayons α du thorium C et du thorium C' seront donc ralentis en moyenne comme s'ils avaient traversé un écran homogène de $3,15 \times 10^{-2}$ mg./cm² d'or.

D'après nos expériences sur le ralentissement des rayons α dans l'or⁽¹⁾ on a :

$$(1) \quad X = 98 (u - u^2 + 0,355 u^3)$$

où X est l'épaisseur de l'écran en mg./cm² et $u = \frac{V_0 - V}{V_0}$, V_0 étant la vitesse initiale des rayons α du thorium C' et V la vitesse à la sortie de l'écran.

En introduisant pour X la valeur que nous venons de calculer, on aura :

$$\frac{V_0 - V}{V_0} = 3,2 \times 10^{-4}$$

(1) C. R., 183, 1926, p. 198.

comme perte de vitesse relative pour les rayons du thorium C' du fait de la pénétration du thorium B dans le support.

D'autre part, on peut admettre :

$$(2) \quad \frac{\Delta V}{\Delta X} = \frac{V_0^3}{100 k} \frac{1}{V^2},$$

Le rapport des vitesses des rayons α du thorium C' au thorium C est 6/5 environ. Pour le même ΔX on aura donc une perte de vitesse relative qui sera $(6/5)^2$ plus grande pour les rayons α du thorium C que pour ceux du thorium C'. Cette perte étant évaluée en fraction de la vitesse initiale du thorium C' on aura finalement comme perte de vitesse relative des rayons α du thorium C en fraction de la vitesse initiale de ces rayons :

$$3,20 \times (6/5)^3 \times 10^{-4} = 5,7 \cdot 10^{-4} \text{ environ.}$$

L'erreur introduite sur le rapport des vitesses initiales du thorium C au thorium C' sera donc de l'ordre de $2,5 \times 10^{-4}$ environ (ceci est une valeur maximum car en réalité une petite fraction seulement du thoron sera probablement entraînée par le champ électrique lors de l'activation et se déposera sur le support avant la désintégration). Cette erreur est donc négligeable dans l'état actuel de la précision des mesures.

Premiers résultats. Détermination des vitesses des particules α du thorium C et du thorium C'. —

Dans une première série de mesures, la valeur trouvée pour le rapport des vitesses des rayons α du thorium C et du thorium C' a été 1,209 ⁽¹⁾, moyenne des nombres donnés dans le tableau suivant.

(1) *C. R.*, 180, p. 1332, 1925.

Courant en ampères	Position des plaques	Déviations doubles en mm.		$\frac{V_{\text{ThC}'}}{V_{\text{ThC}}}$
		α ThC	α ThC'	
15.0	IV	1.276	1.547	1.2107
5.0	»	1.036	1.255	1.2100
10.0	»	1.247	1.501	1.2085
12.5	»	1.263	1.531	1.2106
11.25	»	1.264	1.529	1.2080
10.0	»	1.226	1.484	1.2088
10.00	III	2.256	2.133	1.2093

L'intensité du champ magnétique a varié de 13 000 à 17 000 Gauss suivant les intensités du courant excitateur et la distance entre les pièces polaires qui pouvait varier légèrement d'une expérience à l'autre. L'intensité du champ magnétique n'a pas été mesurée avec précision dans chaque expérience, car elle n'intervient pas dans la détermination du rapport des vitesses.

Les mesures, bien concordantes, permettaient d'espérer la précision de 1/1 000. Toutefois, au cours des recherches ultérieures sur le ralentissement des rayons α par la matière, nous avons trouvé des raisons suffisantes pour modifier légèrement cette valeur et adopter la moyenne entre 1,209 et la valeur un peu plus faible 1,205 résultant de nouvelles expériences.

Nous adopterons donc le nombre $1,207 \pm 0,004$ pour le rapport des vitesses des particules α du thorium C et du thorium C'.

VÉRIFICATION DE LA LOI DE GEIGER ⁽¹⁾. — Cette détermination permet de vérifier la loi de Geiger dans le domaine des rayons α très rapides.

⁽¹⁾ GEIGER, *Zeit. für Physik*, 8, p. 45, 1922.

On sait qu'un groupe de rayons α de vitesse déterminée peut être caractérisé par son parcours dans différentes substances, parcours défini comme étant l'épaisseur de matière nécessaire pour supprimer les effets ionisants, photographiques et calorifiques des rayons. La loi de Geiger énonce que les parcours des rayons α dans l'air sont proportionnels au cube de leur vitesse initiale

Or, d'après les valeurs les plus récentes, indiquées par Henderson et H. Geiger, à la température de 15° et à la pression normale, on peut admettre comme parcours des rayons α dans l'air $p' = 8$ cm. 62 pour thorium C' et $p = 4$ cm. 78 pour thorium C. On a donc $\frac{p'}{p} = 1,8033$ et $\sqrt[3]{1,8033} = 1,217$ valeur en accord (1 0/0) avec celle du rapport admis plus haut d'après nos résultats (1,207). Remarquons que cette vérification est relative seulement aux grandes vitesses.

RAPPORT DES VITESSES DES RAYONS α DU POLONIUM ET DU DÉPÔT ACTIF DU THORIUM. — Quelques expériences ont été effectuées pour déterminer le rapport des vitesses des rayons α du dépôt actif du thorium et du polonium.

Une lame d'argent portant du polonium était activée, en outre, par la méthode électrique décrite plus haut, dans un récipient contenant une forte préparation de radiothorium (correspondant à 60 mg. de radium-élément).

Les activations par le dépôt actif du thorium étaient plusieurs fois répétées sur la même préparation de polonium ; la durée d'une activation variait de un à trois jours.

Nous avons trouvé que la déviation du faisceau des rayons α du polonium augmentait avec le temps, l'écart atteignant 2 0/0 entre la première et la dernière expérience, espacées de plusieurs jours.

	Dates (jours)	Ampères	Déviation mm.	
			$\alpha\text{ThC}'$	αPo
1	0	7	1.747	2.265
2	10	»	1.748	2.309
3	40	»	1.744	2.302

On peut supposer pour expliquer le ralentissement des rayons α du polonium, que les activations successives dans une atmosphère fortement ozonisée, provoquent la formation d'une couche superficielle d'oxyde.

On peut également admettre qu'il y a pénétration progressive du polonium dans la lame d'argent ⁽¹⁾.

Quoi qu'il en soit, le rapport des vitesses initiales des rayons α du polonium et de thorium C et thorium C' ne peut pas être déduit avec précision de ces expériences.

Nous nous proposons de refaire ces expériences en utilisant pour le polonium d'une part, pour le thorium (C + C') de l'autre, deux supports distincts, qui seraient ensuite juxtaposés dans l'appareil à déviation magnétique. Cette méthode permettrait d'étudier d'une façon quantitative la pénétration du polonium dans les supports métalliques en fonction du temps.

⁽¹⁾ MARACINEANU, *C. R.*, 176, 1879, 1923.

CHAPITRE II

Ralentissement des rayons α par des écrans métalliques. Méthode. Dispositif expérimental.

Tableaux numériques.

Méthode. — Le ralentissement d'un faisceau de rayons α isocinétiques se manifeste par l'accroissement de la déviation qu'il subit sous l'action d'un champ magnétique intense.

La mesure de cet accroissement offre donc une méthode directe et précise pour déterminer la perte de vitesse qui résulte du passage des rayons α à travers la matière.

Nous allons exposer dans ce chapitre comment cette méthode nous a permis d'étudier la variation du ralentissement d'un faisceau de rayons α en fonction de l'épaisseur et de la nature des écrans interposés sur son trajet.

Dispositif. — Nous avons pu utiliser un dispositif expérimental analogue à celui qui a été décrit au chapitre précédent, puisque la détermination du ralentissement se réduit en définitive à la comparaison de deux vitesses ; la vitesse du faisceau ralenti et celle du faisceau non ralenti. Pour la vitesse du faisceau non ralenti nous adopterons la valeur $2,063.10^9$ cm./sec. en ce qui concerne les rayons α du thorium C'.

Les écrans très minces étaient intercalés dans l'intervalle de 1 mm. existant entre le petit bloc qui porte la source et le diaphragme-fente (voir chapitre I).

Ces écrans étaient fixés sur le bloc, au-dessous de la

source, par des petits doigts métalliques et ne recouvraient, en général, que les $2/3$ environ de la longueur de la source ; cette disposition permettait de recevoir en même temps sur la plaque photographique le faisceau ralenti et le faisceau normal.

Une feuille de mica M placée dans un plan perpendiculaire au plan de la source linéaire et des deux fentes, limitait les zones respectives des deux faisceaux et partageait la plaque photographique P en deux bandes correspondant aux rayons primitifs et rayons ralentis (fig. 6).

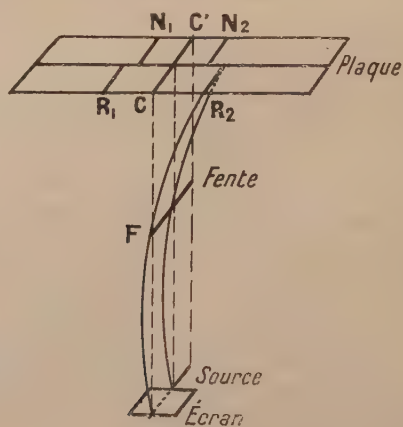


Fig. 6.

Discussion de la méthode.

Dans la mise en œuvre expérimentale de la méthode adoptée pour l'étude du ralentissement des rayons α , on doit porter son attention sur cinq points principaux : le champ magnétique, le vide, la source radioactive, le choix et l'examen de la plaque photographique, l'absorbant et la détermination de son épaisseur.

Les trois premiers points ont déjà été examinés en partie dans le premier chapitre, puisque le dispositif utilisé dans

les recherches sur le rapport des vitesses a été repris avec de très petites modifications.

Il est essentiel de réaliser un champ très uniforme si l'on veut pouvoir appliquer une formule simple pour le calcul de la déviation. D'autre part, on a intérêt à utiliser le maximum de rayonnement émis par une source donnée.

D'après le dispositif décrit, il est possible de réaliser le vide directement entre les pièces polaires, ce qui permet de les rapprocher au maximum et d'obtenir ainsi un champ à la fois plus intense et plus uniforme.

LE VIDE. — La pression obtenue à l'aide d'une pompe à huile à double étage variait de 0,001 à 0,01 mm. de mercure. La possibilité de rapprocher la plaque de la source est également avantageuse à ce point de vue, puisqu'elle diminue l'épaisseur de gaz traversé.

Une couche d'air de 5 cm. d'épaisseur à la pression d'un centième de millimètre de mercure est négligeable au point de vue du ralentissement ; en effet, elle équivaut à une couche inférieure à 0,001 mm. d'air à la pression normale.

SOURCE RADIOACTIVE. — L'Institut du Radium possédant une forte préparation de Radiothorium ⁽¹⁾ nous avons pu utiliser pendant toute la durée de notre travail des sources intenses de dépôt actif du thorium.

L'avantage d'utiliser ce corps radioactif est double : la période de décroissance du dépôt actif est assez longue (10,6 heures) et on peut faire plusieurs clichés sans renouveler l'activation ; d'autre part, on peut suivre pour le même absorbant le ralentissement des faisceaux de rayons α du thorium C et du thorium C'.

(1) Cette matière a été préparée par M. D. K. Yovanovitch à l'aide d'une préparation de mésothorium appartenant au Laboratoire Curie.

PLAQUES PHOTOGRAPHIQUES. — Comme plaques photographiques, nous avons utilisé, dès le début, les « intensives » Lumière qui ont déjà été employées à l'Institut du Radium pour les recherches sur les rayons α et β ; les résultats obtenus avec ces plaques nous ont semblé très satisfaisants.

LES IMAGES PHOTOGRAPHIQUES. — Les images photographiques de la fente se présentaient sous la forme de raies très fines, dont la largeur correspondait aux dimensions géométriques de l'appareil pour le faisceau non ralenti.

La largeur des raies variait de 0,08 mm. à 0,12 mm. suivant l'ouverture de la fente et la distance plaque-source. Cette largeur normale des raies (c'est-à-dire due aux conditions géométriques de l'appareil) augmentait progressivement avec l'épaisseur de la matière traversée et finalement, pour les ralentissements de l'ordre de 50 o/o, les raies très élargies devenaient floues, ce qui rendait les mesures de plus en plus incertaines.

Comme nous l'avons vu plus haut dans le cas de la détermination du rapport des vitesses initiales des rayons α du thorium C et du thorium C', la largeur des raies due à l'impact d'un faisceau de rayons α sur une plaque photographique varie avec le temps d'exposition; de sorte que l'on ne peut pas attribuer une valeur absolue à la « largeur d'une raie » si l'on ne peut pas, en même temps, définir le temps d'exposition et les conditions de développement de la plaque photographique. Il faudrait également faire une étude spéciale pour déterminer dans quelle limite la vitesse des rayons α peut varier sans modifier l'impression photographique produite par l'impact d'un même nombre de ces rayons toute chose égale d'ailleurs.

Il est donc malheureusement impossible de tirer de nos clichés des résultats qualitatifs permettant de préciser la relation existant entre le ralentissement et la dispersion des vitesses. D'autre part, il est difficile de déterminer avec pré-

cision l'élargissement des raies de quelques centièmes de millimètre de largeur que nous obtenions.

Heureusement la largeur des raies n'intervient pas directement dans la détermination des vitesses qui, seule, faisait l'objet de notre travail.

MESURE DE LA DÉVIATION. — D'après les travaux théoriques de Bohr et de Flamm ⁽¹⁾ et d'après les résultats expérimentaux d'Irène Curie (Méthode Wilson) et de Briggs (par l'examen photométrique des clichés de rayons α ralentis par le passage à travers le mica) ⁽²⁾, la dispersion des vitesses est symétrique autour de la vitesse moyenne (tout au moins pour les ralentissements de l'ordre de ceux que nous avons étudiés). C'est pour cette raison que nous avons adopté les milieux des raies pour définir leurs distances mutuelles.

A cette fin, les plaques photographiques étaient examinées à l'aide d'un microscope portant une platine mue par une vis micrométrique (permettant d'évaluer le micron).

L'écartement des raies étant, en général, de 2 à 3 mm. et leur largeur de l'ordre d'un dixième de millimètre, on voit qu'une erreur de 10 o/o sur l'estimation du milieu de la raie n'affecterait que d'une erreur de l'ordre de 1/2 o/o les résultats de la détermination de la vitesse restante relative. Le bord des raies du côté des grandes vitesses est toujours bien délimité. Le bord des raies du côté des faibles vitesses est moins net mais bien visible; il existe parfois au delà une petite bande de noircissement due probablement à des rayons qui ont subi un excès de ralentissement, produit sans doute par les bords des biseaux qui limitent le diaphragme.

(1) FLAMM, *Wien. Ber.*, **123** (1914), 1393; BOHR, *Phil. Mag.* (6) **25** (1913).

(2) BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, **114** (1927), 313; IRÈNE CURIE, *Ann. Phys.*, t. III (1925), p. 361.

LES ÉCRANS. — Le parcours total des rayons α du thorium C' dans les écrans métalliques est de l'ordre du centième de millimètre. Il est, par exemple, de 15 millièmes environ pour l'or et de 0,05 mm. pour l'aluminium. Il s'agissait donc d'obtenir des couches métalliques d'épaisseur de cet ordre, connue avec grande précision.

Notre choix s'est fixé sur des écrans en métal laminé, les écrans en métal battus ayant donné des résultats irréguliers. Un certain nombre de métaux courants laminés en feuilles minces se trouvent dans le commerce (or, platine, argent, aluminium); quelques écrans ont été laminés par nous-même (plomb, alliage) mais, dans la plupart des cas, nous avons pu utiliser des écrans laminés spécialement par la Maison Sevestre.

DÉTERMINATION DE L'ÉPAISSEUR DES ÉCRANS. — Pour déterminer l'épaisseur de l'absorbant, on découpait dans la feuille métallique, à l'aide d'une lame de rasoir et d'un gabarit métallique rectangulaire de dimensions connues, des carrés égaux et on les pesait ensuite à l'aide d'une balance Curie donnant le $1/10$ de mg.

Afin d'obtenir une grande précision dans la détermination de la densité superficielle des écrans, les pesées ont été, au début, pratiquées sur des carrés assez grands (7×5 cm.). En réalité, on s'est aperçu, que par suite de l'imparfaite uniformité des feuilles, la densité superficielle moyenne ainsi déterminée pouvait s'écarter un peu de la densité de la partie effectivement utilisée pour les écrans. Les résultats des mesures faites dans ces conditions ont été désignés par I.

Dans une autre série de mesures II, on pesait des portions plus petites (1×3 cm.) et on s'assurait de l'uniformité de la feuille choisie en comparant les poids de portions d'égale surface relevées en différents endroits et en choisissant finalement deux écrans de même poids au travers desquels on déterminait le ralentissement.

L'ISOTOME. — A la fin du travail, nous avons pu disposer d'une microbalance permettant d'effectuer des pesées à la précision de 0,01 mg. et d'un petit appareil que l'on pourrait désigner sous le nom « d'isotome » qui a été construit sur les conseils de M. Holweck (fig. 7).

Cet appareil se compose de deux pièces cylindriques A et B, présentant un canal circulaire dans lequel entre, à frottement doux, un tampon rigoureusement cylindrique et dont la face circulaire parfaitement plane a un diamètre de 1 cm.

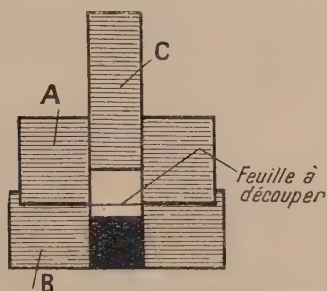


Fig. 7.

La feuille à découper était posée entre A et B, comme l'indique le dessin, et il suffisait d'une légère pression sur le tampon C pour découper les rondelles. Nous avons vérifié, au préalable, par des mesures au microscope, que la surface correspondait à une précision de 1/1.000 à la section du tampon. La série de mesures où nous avons pu utiliser l'isotome et la microbalance a été désignée par III.

Dans certains cas, les valeurs des trois séries se sont montrées concordantes, montrant que les feuilles métalliques employées étaient dans ces cas très uniformes.

PURETÉ DES ÉCRANS. — Les écrans employés étaient commercialement purs et l'analyse chimique des métaux non

précieux n'a, en aucun cas, décelé des impuretés supérieures à 1/100 (¹).

PRÉCISION OBTENUE. — La précision obtenue sur la détermination du ralentissement en fonction de l'épaisseur ressort des courbes représentatives données plus loin. Pour l'ensemble des courbes la précision semble supérieure à 3 o/o (voir p. 47).

On voit que pour la courbe relative à l'or qui est la meilleure, la précision semble être supérieure à 1 o/o. N'ayant à notre disposition pour le fer, le nickel et les alliages Ag-Au et Ag-Cu que des portions d'écran trop petites et d'épaisseur trop élevée et dont l'uniformité n'était pas parfaite, les nombres obtenus pour ces substances n'ont qu'un intérêt de comparaison.

Courbe de ralentissement par le lithium.

Plusieurs essais ont été tentés pour déterminer le ralentissement des rayons α dans le lithium, qui est le métal de nombre atomique le plus petit et qui, pour cette raison, présente un intérêt tout spécial.

L'atome de lithium possède, d'après Bohr, trois électrons périphériques seulement et le ralentissement des rayons α dans ce métal peut plus facilement être abordé par le calcul.

Le lithium s'attaquant très facilement, nous avons eu de grandes difficultés à en fabriquer des écrans inaltérés, d'une masse superficielle bien déterminée. Nous avons finalement utilisé la méthode de compression suivante :

L'appareil se compose de deux cylindres A et B en acier (fig. 8) bien travaillés qui entrent à frottement doux dans un canal cylindrique creusé dans un bloc d'acier C. D est une

(¹) Le travail d'analyse a été fait par M. Consigny à l'occasion de son travail sur les courbes de Bragg.

couronne en acier trempé (0,05 mm. ou 0,1 mm. d'épaisseur) qui repose sur le bloc B.

On pose sur B à l'intérieur de la couronne un petit morceau de Lithium de dimensions convenables que l'on comprime entre les deux cylindres A et B à l'aide d'une vis.

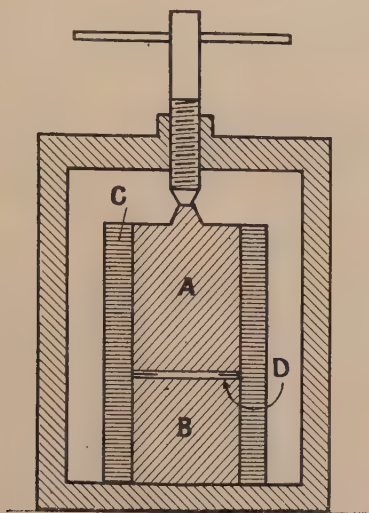


Fig. 8.

Les bases en regard des deux cylindres A et B très planes, étaient, au préalable, très légèrement huilées, ce qui permettait de détacher facilement les feuilles de lithium. Les feuilles ainsi obtenues avaient un éclat métallique. Pour éviter leur altération pendant le découpage, et la mise en place dans l'appareil, on envoyait sur la feuille métallique un jet d'argon sous pression.

L'épaisseur des écrans de lithium était déterminée de la façon suivante :

L'épaisseur de la couronne en acier étant difficile à déterminer avec précision, on comprimait une feuille de plomb, un peu plus épaisse que la couronne, et on déterminait

ensuite l'épaisseur d'une rondelle prise dans cette feuille à l'aide de l'isotome, décrit avant.

Les pesées du plomb ont donné des résultats plus élevés que les mesures directes de l'épaisseur de la couronne à l'aide d'un palmer de précision.

C'est cette dernière épaisseur qui a été adoptée, car on s'est aperçu que les faces en regard des cylindres A et B étaient devenues légèrement concaves pendant la compression du plomb. L'appareil a d'ailleurs été modifié depuis afin d'éviter cet inconvénient.

Le lithium qui nous a servi contenait 6 o/o d'impuretés, dont la presque totalité était du sodium.

La courbe de ralentissement relative au lithium n'a donc pas la précision qu'on peut espérer atteindre dans des expériences ultérieures.

Le ralentissement des rayons α dans le lithium n'ayant jamais été tenté, nous donnons ces résultats préliminaires (entachés d'erreurs qui peuvent atteindre 10 o/o).

La méthode décrite pour la fabrication des écrans de lithium, pourrait être employée pour la fabrication d'écrans en autres métaux mous ou alliages.

Tableaux numériques. — Dans les tableaux numériques ci-dessous la colonne 4 donne la distance qui sépare les deux images de la raie normale du thorium C', obtenue par inversement du champ magnétique, la colonne 5 porte les mêmes valeurs relatives au thorium C.

Les colonnes 6 et 7 sont relatives aux mêmes faisceaux, mais ralentis.

Les colonnes 8 et 10 donnent les rapports des déviations des rayons ralentis des thorium C et thorium C' aux déviations des rayons non ralentis du thorium C', rapports qui sont très approximativement égaux aux rapports des vitesses V'/V'_0 et V/V_0 , donnés par les colonnes 9 et 11 (V'_0 est la

vitesse initiale du thorium C', V' et V les vitesses réduites des thorium C' et thorium C).

Les très légères variations dans les valeurs des déviations doubles $2d_0'$ et $2d$ pour une même intensité de courant dans les bobines de l'électroaimant peuvent s'expliquer par le fait que la distance entre les pièces polaires ne pouvait pas être rétablie exactement dans toutes les expériences.

La plaque a été fixée le plus souvent, soit dans la position III (à 4 cm. 39 de la source), soit parfois dans la position IV (à 3,92 de la source).

Les expériences relatives à l'absorption par le mica n'ont pas pu être effectuées dans l'électroaimant qui nous servait d'habitude. Ce dernier ne se trouvait pas disponible à ce moment.

Les expériences sur le ralentissement dans les différents métaux ont été réalisées en trois séries : I, II et III. Les séries II et III sont plus précises :

	mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles				d'/d_0	v'/v_0	d'/d_0	v'/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Al I	0.88	8	1.317	1.594	1.355	1.663	97.2	97.2	79.2	79.3
	1.75	»	1.220	1.468	1.281	1.623	95.2	95.2	75.2	75.3
	2.635	»	1.219	1.460	1.317	1.721	92.6	92.6	70.5	70.7
	3.285	»	1.250	1.519	1.355	1.841	92.2	92.2	67.9	68.1
	3.51	7.6	1.198	1.441	1.324	1.813	90.5	90.5	66.1	66.3
	4.93	8	1.221	1.474	1.422	2.187	85.9	86	55.8	56.1
	5.27	7.6	1.205	1.444	1.421	2.231	84.9	85	54	54.4
	5.27	8	1.201	1.447	1.442	2.352	83.5	83.6	51	51.4
	5.68	8	1.228	1.473	1.464	2.440	83.9	84	50.3	50.7
	5.84	»	1.221	1.479	1.487	2.618	82.1	82.2	46.6	47.7
	6.15	7.6	1.197	1.454	1.477		81	81.1		
	7.04	8	1.206	1.449	1.557		77.5	77.6		
	8.21	»	1.193	1.440	1.658		72	72.2		
	9.86	»	1.198		1.897		63.2	63.5		
	11.5	»	1.194		2.551		46.8	47.3		
Al II	2.4	8	2.223		2.379	3.077	93.8	93.8	72.2	72.5
	10.75	»	2.287		4.014		57	57.4		
Al III	1.624	9	2.268		2.355	2.964	96.3	96.3	76.5	76.7
	4.61	»	»		2.624	3.916	86.4	86.5	57.9	58.3
	5.588	»	»		2.727	4.641	83.2	83.3	48.9	49.6
	11.604	»	»		4.540		50	50.5		
Pd II	4.046	8.6	2.200		2.342	2.982	94.13	94.2	73.58	73.8
	»	»	2.216		2.376		»	»		
	»	»	2.224		2.362		»	»		
	5.253	8.6	2.241	2.710	2.458	3.220	91.17		69.60	
	»	»	2.208		2.425	3.189	91.05		69.24	
	»	»	2.216	2.669	2.423	3.177	91.46	91.25	69.75	69.8
	»	»	2.212	2.683	2.414	3.154	91.63		70.13	
	9.18	»	2.212	2.665	2.617		84.52	84.7		
	8.092	»	2.230		2.544	3.632				
	»	»	2.212		2.553	3.733	87.01	87.11	60	60.4
	»	»	2.236		2.576	3.731				
	»	»			2.549	3.705				
	10.5	»	2.205	2.662	2.694	4.530	81.85	82	48.14	48.7
	10.5	»	2.214	2.673	2.663		83.14	83.32		
	10.64	»	2.243		2.736		81.98	82.1		
	10.64	»	2.215		2.693		82.25	82.4		
Sn II	12.14	»	2.223	2.676	2.838		78.33	78.5		
	»	»	2.208		2.954		74.75	74.82?		
	15.76	»	2.223	2.676	3.152		70.65	70.8		
	»	»	2.227		3.246		68.48	68.7		
	10.5	8.6	2.219	2.674	2.683		82.75			
	7.81	»	2.225		2.521	3.575	88.06	88.15	62.1	62.4

	mgr./cm ²	Amperes	Déviations doubles				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Sn II	3.905	»	2.218		2.344	2.998	94.71	94.7	74.08	74.3
	6.569	»	2.219		2.458	3.333	90.32	90.4	66.6	66.9
Cd II	4.38	8.6	2.222		2.375	3.056	93.5	93.53	72.7	72.9
	4.78	»	2.223		2.405	3.148	92.4	92.45	70.6	70.9
	6.99	»	2.219		2.488	3.435	89.18	89.23	64.6	64.9
	8.34	»	2.217		2.557	3.730	86.7	86.8	59.4	59.8
	8.34	»	2.223		2.554	3.730	97.07	97.2	59.6	60.0
	10.44	»	2.220		2.699		82.25	82.4		
	10.44	»	2.240		2.732		82.44	82.4		
Ag I	13.14	»	2.221		2.922		76.0	76.2		
	4.3	10	1.246	1.499	1.333	1.719	93.5	93.5	72.5	72.7
	»	8	1.204	1.459	1.298	1.663	92.8	92.8	72.4	72.6
	4.65	8.6	2.264		2.441	3.187	92.75	92.8	71.04	71.3
	8.6	8	1.219	1.447	1.422	2.126	85.7	85.8	57.3	57.7
	9.77	8.6	2.254		2.680	4.088	84.1	84.2	55.13	55.6
	10.54	8.6	2.258		2.723		82.92	83.05		
	»	»	2.251		2.719					
	12.9	»	1.230		1.475	1.597	76.8	76.9		
	»	»	1.214		1.454	1.612	75.3	75.9		
	13.96	»	2.263		3.089		73.26	73.6		
	17.2	»	1.194		1.426		62.9	63.2		
	19.54	»	2.250		3.950		56.92	57.3		
	20.3	»	2.267		4.999		50.39	50.9		
Ag II	4.38	8.6	2.234		2.399	3.099	93.12	93.2	72.09	72.3
	4.38	»	2.209		2.396	3.092	92.2	92.2	71.4	71.7
	4.65	»	2.225		2.386	3.100	93.26	93.3	71.77	72.0
	6.13	»	2.206		2.460	3.316	89.44	89.55	66.47	66.8
	6.13	»	2.224		2.463	3.299	99.3	90.4	67.4	67.7
	»	»	2.225		2.469	3.343	90.12	90.2	66.56	66.9
	8.78	»	2.222		2.608	3.850	85.39	85.5		
	10.58	»	2.212		2.708		81.68	81.8		
	11.2	»	2.225		2.778		79.89	80.05		
	»	»	»		2.791		»	»		
	12.26	»	2.221		2.858		78.16	78.3		
	12.26	»	2.221		2.876		77.23	77.4		
Ag III	4.712	9	2.248		2.419	3.148	92.93	93.0	71.41	71.66
	8.336	»	»		2.591	3.775	86.76	86.88	59.55	59.93
	9.767	»	»		2.672	4.303	84.13	84.27	52.09	52.44
	10.149	»	»		2.687	4.412	83.66	83.8	50.95	51.15
Fe	12.63	8.6	2.240		3.500		64.0	64.3		
	13.92	»	»		4.290		52.2	52.7		
	15.2	»	2.260		5.079		44.6	45.2		

	mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Ni	8.403	8.6	2.240		2.750	4.995	81.45	81.6	44.48	45.6
	9.797	»	2.263		2.997		75.5	75.7		
	10.088	»	2.240		2.982		75.12	75.3		
Cu I	6.8	9	1.203	1.453	1.402	2.098	85.9	86	57.3	57.6
	13.6	»	1.215	1.474	1.918		63.5	63.75		
Cu III	2.734	9	2.263		2.408	3.104	93.98	94.02	72.91	73.15
	6.665	9	»		2.625	3.897	86.21	86.3	58.07	58.5
	8.518	»	»		2.791	5.045	81.08	81.24	44.85	45.55
	15.183	»	»		4.327		52.3	52.8		
Pt I	6.56	8	1.218	1.459	1.317	1.707	92.5	92.55	71.4	71.6
	13.13	»	1.222	1.449	1.451		83.9	84.05		
	19.7	»	1.210	1.459	1.634		74.1	74.3		
	26.3	»	1.214	1.458	2.056		59	59.3		
	»	»	1.210	1.467	1.956		61.8	62.1		
Pt II	6.48	8.6	2.242	2.709	2.412	3.147	92.95	93	71.25	71.5
	»	»	2.262	2.734	2.433	3.133	92.93	93	72.17	72.42
	6.97	»	2.248	2.711	2.436	3.181	92.24	92.3	70.67	70.9
	»	»	»	2.717	2.438	3.182	»	»	»	»
	12.97	»	2.241	2.713	2.662		84.18	84.7		
	»	»	2.258	2.720	2.660		84.89	84.7		
	13.93	»	2.248	2.719	2.697		83.33	83.22		
»	»	»		2.717		82.81	»			
Pt III	10.68	9	2.263		2.591	4.997	87.34	87.4	62.9	63.2
	21.36	»	»		3.178		79.2	74.4		
Au I	7.13		1.257		1.366	1.785	92	92	70	70.3
	14.26		1.269		1.550	2.473	82	82.1	51.4	51.9
	22.5		1.222			2.377	51.4	51.9		
Au III	7.34	9	2.263		2.474	3.243	91.47	91.5	69.78	70
	10.28	»	»		2.565	3.569	83.22	88.3	63.4	63.8
	13.085	»	»		2.693	4.061	84.03	84.1	55.72	56.2
	16.08	»	»		2.844	5.024	79.57	79.75	45.26	46.0
	7.255	8.6	2.258		2.457	3.214				
Pb II	»	»	2.250	2.713	2.452	3.210	91.81	91.87	70.22	70.5
	»	»	2.254	2.723	2.455	3.207				
	7.93	»	2.250	2.711	2.461	3.266	91.49	91.54	68.89	69.16
	»	»	2.253	2.722	2.485	3.332	90.3	90.36	67.62	67.86
	14.51	»	2.250	2.718	2.778		81.79	81.95	52.42	52.9
	»	»	2.251	2.726	2.734		82.33	82.48	»	»
	»	»	2.253	2.720	2.747		82.02	82.2	»	»
	»	»								
	»	»								

	mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Pb II	15.86	»	2.250	2.721	2.807		80.16	80.33		
	»	»	2.253		2.803		80.36	80.55		
	21.77	»	2.263		3.274		68.85	69.1		
	23.78	»	2.257	2.722	3.592		62.83	63.17		
	»	»	2.253	2.729	3.421		65.86	66.16		

	mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Li	2.1	8.6	2.240		2.492	3.388	89.9	90	66.1	66.4
	3.3	»	»		2.616					
	»	»	»		2.512	3.694	86.15	86.25	60.2	60.6
	»	»	»		2.632	3.748				
	»	»	»		2.600					
	»	»	2.230		3.092					
	6.6	»	»		3.360		69.1	69.4		
	»	»	»		»					
	7.2	»	2.260		3.448		65.5	65.8		

Alliages										
	mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
			α non ralentis		α ralentis					
			Th C $2d_0$	Th C $2d$	Th C $2d_r$	Th C $2d_r$				
Or vert 747 Au 253 Ag III	13.172	9	2.240				82.05	82.2		
	13.861	»	»				80.2	80.4		
	14.538	»	»		2.834		79.33	79.5		
Argent 800 Cuivre 200 III	11.133	9	2.263		2.861		78.89	79.07		

Mica I

mgr./cm ²	Ampères	Déviations doubles mm.				d_r/d_0	v/v_0	d_r/d_0	v/v_0
		α non ralentis		α ralentis					
		Th C $_{2d_0}$	Th C $_{2d}$	Th C $_{2d_r}$	Th C $_{2d_r}$				
1.25	9.0	1.146	1.377	1.167	1.453	98.2	98.2	78.9	79.0
1.84	»	1.133	1.371	1.179	1.488	96.1	96.1	76.1	76.9
2.50	»	1.140	1.378	1.223	1.577	93.9	93.9	72.3	72.5
3.68	»	1.126	1.349	1.255	1.781	89.7	89.7	63.2	63.5
3.75	»	1.128	1.357	1.280	1.814	88.1	88.1	62.3	62.6
5	»	1.135	1.376	1.350	2.214	84.0	84.1	50.1	50.5
5.52	»	1.144	1.366	1.366	2.550	83.2	83.3	44.9	45.5
7.36	»	»	»	1.530	»	74.7	74.9	»	»
8	»	1.137	»	1.580	»	72.0	72.2	»	»
9.2	»	1.133	»	1.717	»	65.9	66.2	»	»
9.6	»	1.141	»	1.862	»	61.2	61.5	»	»
11.2	»	0.524	»	1.138	»	46.0	46.5	»	»

CHAPITRE III

Formules algébriques, courbes expérimentales, parcours des rayons α dans les métaux.

Formules algébriques. — Il a paru intéressant de chercher une expression mathématique représentant les résultats expérimentaux exposés plus haut. Résumons tout d'abord les formules empiriques proposées antérieurement pour le ralentissement des rayons α par des écrans matériels. Rutherford admet pour le ralentissement des rayons α provenant du radium C' et retardé par des feuilles minces en aluminium la formule

$$(1) \quad V = C \sqrt{R + 1,25}$$

V est la vitesse restante, R le parcours restant dans l'air en centimètre et C une constante.

D'après cette formule lorsque le parcours restant s'annule, la vitesse restante est encore $V = C \sqrt{1,25}$ valeur critique pour laquelle toutes les manifestations extérieures des rayons (ionisation, effet photographique, etc.) cesseraient d'être décelables sans que la vitesse soit annulée (dans ces expériences effectuées avec des feuilles minces d'aluminium battue, Rutherford admettait que l'équivalent en air pour l'aluminium était proportionnel à l'épaisseur d'aluminium).

Geiger a repris les expériences de Rutherford avec des

(¹) RUTHERFORD, *Phil. Mag.* (6), 12, p. 139, 1906.

(²) GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, A. 88, 443, 1913.

écrans en mica en remplaçant la plaque photographique par un écran en sulfure de zinc et en déterminant l'équivalent en air pour chaque épaisseur d'écran séparément. Pour résumer ces expériences il a proposé l'équation

$$(2) \quad V^3 = aR$$

où a est une constante et R le parcours restant

Les résultats expérimentaux de Marsden et Taylor (courbes de ralentissement des rayons α du Ra C' dans l'or, le cuivre, l'aluminium et le mica) ont été soumis en 1920 par Flamm et Schumann ⁽¹⁾ à une analyse mathématique très détaillée.

Ces derniers auteurs ont pu montrer que les courbes de Marsden et Taylor pouvaient être représentées par la formule à trois termes

$$(3) \quad X = \alpha u + \beta u^2 + \gamma u^3$$

où x est le poids de l'absorbant en mg./cm. et $u = \frac{V_0 - V}{V_0}$ V_0 étant la vitesse initiale des rayons α de Ra C', α , β , γ sont des coefficients variant avec la nature de l'écran.

Nous avons proposé nous-mêmes ⁽²⁾ au début de nos recherches la formule provisoire suivante

$$(4) \quad X = \frac{7}{9} \log_{10} \left(\frac{u + 40}{40} \right) (N + 36).$$

Les résultats obtenus depuis sur un grand nombre de corps et avec une précision plus satisfaisante nous ont amené à remplacer cette expression par la suivante ⁽³⁾

$$(5) \quad X = K(u - u^2 + 0,355 u^3).$$

Dans les deux dernières formules x est le poids de l'absor-

⁽¹⁾ FLAMM et SCHUMANN, *Ann. des Physik*, 50, p. 665, 1916.

⁽²⁾ C. R., 183, 1926, p. 198.

⁽³⁾ C. R., 185, 1927, p. 851.

bant en mg./cm^2 $u = \frac{V_0 - V}{V_0}$, V est la vitesse initiale des rayons α du thorium C' et V la vitesse restante à la sortie de l'écran, K est une constante caractéristique du métal absorbant.

Le tableau suivant donne les valeurs de K

Symbole	K
Li.	27.7
Al	39.3
Fe.	50.5
Ni.	52.5
Cu	54.5
Zn	55.2
Mo	67.5
Pd	71.1
Ag	70.3
Cd	71.1
Sn	72.9
Pt.	99.0
Au	98.0
Pb	98.5

Les nombres indiqués pour Zn et Mo sont relatifs à des expériences effectuées en collaboration avec M. G. Mano et qui seront ultérieurement l'objet d'une publication détaillée.

Les nombres relatifs au Fe, Ni, et le Li n'ont qu'une valeur comparative, la précision obtenue sur ces nombres étant réduite (voir p. 32).

La formule (5) proposée par nous ne dépend que d'un seul coefficient variant avec la nature de l'écran et dont la valeur s'exprime d'ailleurs très simplement en fonction du parcours total dans le métal en question.

En effet pour $u = 1$, $V = 0$ la formule se réduit à

$$p = K \, 0,355 \quad (p \text{ étant évalué en } \text{mg./cm}^2).$$

En admettant pour p la valeur approchée $p = K \, 0,333$ la formule (5) se réduit à

$$(6) \quad X = K (u - u^2 + \frac{1}{3} u^3).$$

Il est facile de démontrer que mise sous cette forme la formule conduit à une généralisation de la loi de Geiger.

On a, en effet :

$$(7) \quad \frac{dx}{du} = K(1 - 2u + u^2) = K(1 - u)^2,$$

d'où :

$$(8) \quad -\frac{dv}{dx} = \frac{v_0^3}{K} \frac{1}{v^2} = \text{constante} \frac{1}{v^2}.$$

D'autre part, la loi de Geiger est, comme on le sait, donnée par la relation

$$(9) \quad (p - x)c = v^3,$$

où p est le parcours total (dans l'air à température et pression définie) d'un groupe de rayons α déterminé, x l'épaisseur d'air traversé par les rayons α et v leur vitesse à la sortie de la couche.

On en tire également :

$$(8) \quad -\frac{dv}{dx} = \text{constante} \frac{1}{v^2}.$$

Geiger avait déjà remarqué que l'équation (8) peut se mettre sous la forme :

$$(10) \quad -\frac{dE}{dt} = \text{constante},$$

où E est l'énergie cinétique de la particule.

Les conséquences (8 et 10) ne sont toutefois pas rigoureusement vérifiées dans nos expériences.

Elles dépendent, en effet, de la formule (6) qui s'adapte moins bien que la formule initiale (5) aux résultats expérimentaux (surtout pour les faibles vitesses et les corps de numéro atomique élevé).

Les résultats des expériences peuvent également être représentés — dans les limites des erreurs — par la série infinie :

$$(11) \quad X = K(u - u^2 + \frac{1}{2}u^3 - \frac{1}{3}u^4 \dots),$$

d'où :

$$X = Ku \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{u^n}{n} \right].$$

Les valeurs numériques calculées d'après cette série se rapprochent de très près de celles données par la formule :

$$(5) \quad X = K(u - u^2 + 0,355 u^3).$$

La série infinie (11) équivaut comme on peut s'en persuader aisément à l'expression :

$$(12) \quad X = Ku [1 - \log(1 + u)],$$

en exprimant u par V , on a finalement :

$$(13) \quad X = K \left(1 - \frac{V}{V_0}\right) \left[1 - \log \left(2 - \frac{V}{V_0}\right)\right].$$

L'intérêt de cette dernière formule est qu'elle implique un maximum pour :

$$\frac{V}{V_0} = 0,24 \text{ environ,}$$

c'est-à-dire justement pour une valeur de la vitesse non réalisée dans nos expériences, qui correspond de près au maximum de la courbe de Bragg (voir p. 53).

Courbes expérimentales.

Les courbes expérimentales (fig. 9, 10, 11), à l'exception de celle qui est relative au mica, ont été tracées suivant la formule (12) et d'après les valeurs de K correspondantes du tableau page 43.

Les points expérimentaux ont été placés sur le graphique indépendamment des courbes d'après les tableaux numériques pages 36-39.

On voit que dans l'ensemble les points expérimentaux se placent bien sur les courbes calculées, toutefois, nous devons

faire quelques remarques en ce qui concerne le mica, l'aluminium et les alliages.

MICA. — La courbe relative au mica se rapporte à des expériences qui ont été exécutées au début de notre travail et dont la précision était plus faible (masse superficielle non rigoureusement déterminée). Comme le mica est souvent employé dans divers travaux de Laboratoire, cette courbe présente, néanmoins, un intérêt pratique. Nous avons indiqué également les points relatifs au travail de M. Briggs sur la perte de vitesse des rayons α du radium C' dans des feuilles minces de mica. L'accord nous semble très satisfaisant. Les résultats de cette courbe sont représentés par une équation

$$(14) \quad X = Ku [0,90 - \log (u + 0,9)].$$

La courbe relative au mica a été tracée suivant cette formule. Cette formule est obtenue à partir de la formule (12) en y remplaçant l'unité par la valeur voisine 0,9, K ayant la valeur de 39,0.

ALUMINIUM. — Il est à remarquer qu'on arrive également à une bonne concordance avec les données expérimentales dans le cas de l'aluminium, en admettant la formule

$$(14) \quad X = Ku (0,90 - \log (u + 0,9))$$

à condition de changer légèrement le coefficient K, soit $K = 40,5$.

Il est donc possible que la courbe représentant la perte de vitesse en fonction de l'épaisseur de l'absorbant change légèrement d'allure quand le numéro atomique décroît.

ALLIAGES. — On a également tracé les courbes relatives à l'or vert (747 Au et 253 Ag) et à l'argent « huit cents » (800 Ag et 200 Cu) en admettant, pour calculer la valeur de K_α , la loi additive simple suivante.

Soient K_1, K_2, K_3 les valeurs des constantes K des éléments composants et soient α, β, γ les proportions des composants dans l'alliage.

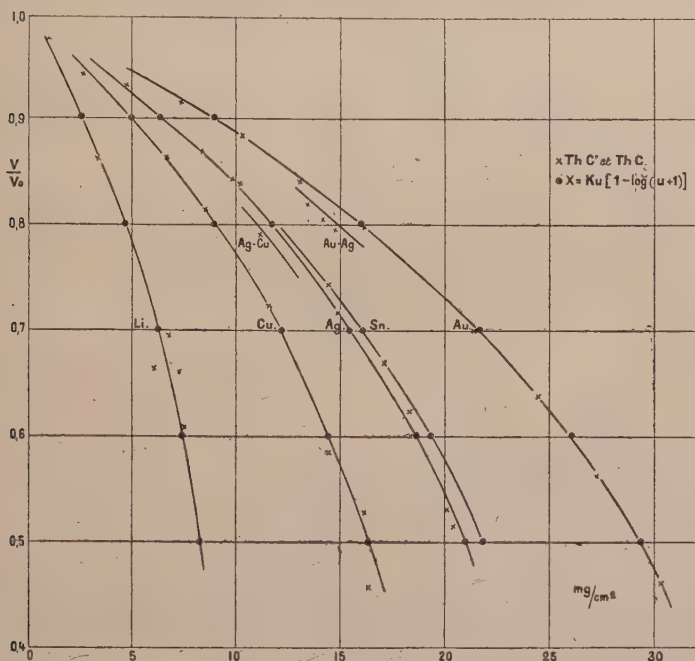


Fig. 9.

Nous admettrons que la constante K_a de l'alliage est

$$K_a = \alpha K_1 + \beta K_2 + \gamma K_3, \text{ etc.}$$

Les courbes ainsi déterminées coïncident assez bien avec les points expérimentaux.

RÉSULTATS RELATIFS A DIFFÉRENTS GROUPES DE RAYONS α . — Pour permettre la comparaison des résultats relatifs au thorium C' à ceux se rapportant au radium C' on a indiqué dans la colonne I du tableau ci-après la masse superficielle des

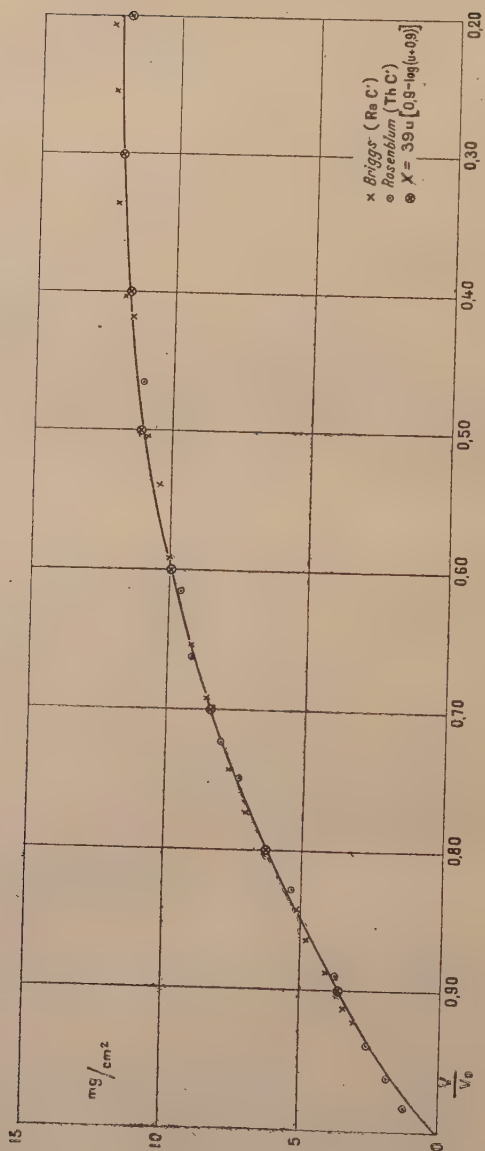


Fig. 10. — Mica.

écrans qui réduirait la vitesse des rayons du thorium C' à celle des rayons du radium C'.

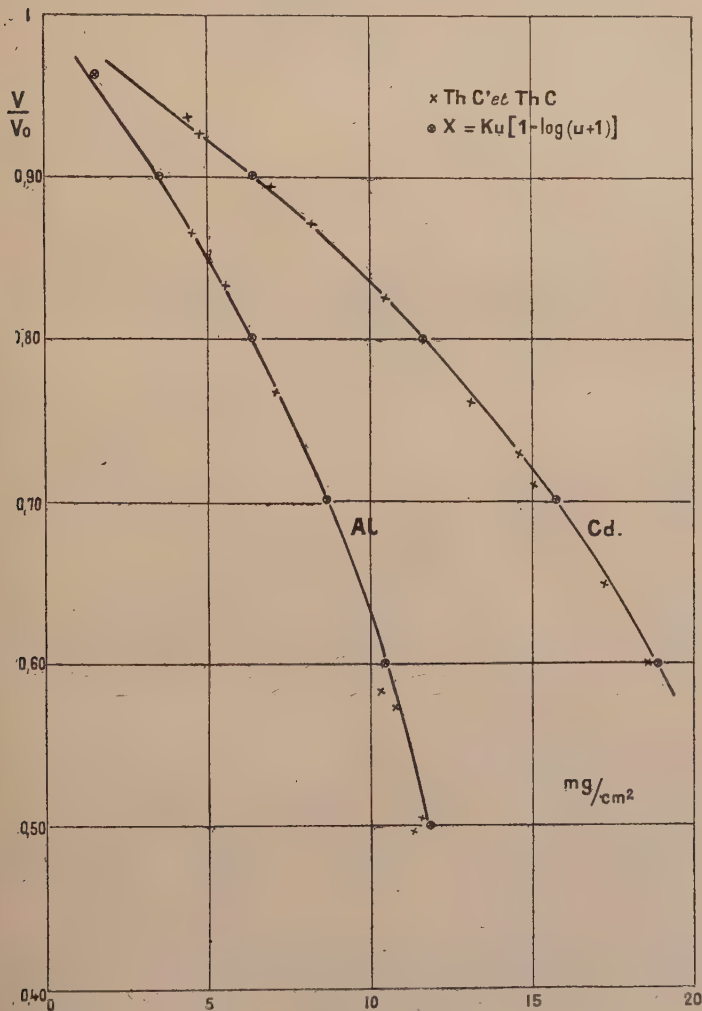


Fig. 11.

Pour faire ce calcul, on a adopté comme vitesses initiales

$2,063 \times 10^9$ cm./sec. pour les rayons du thorium C' et $1,922 \times 10^9$ cm./sec. pour ceux du radium C' (¹).

Dans la colonne II du tableau sont données les masses superficielles des écrans réduisant la vitesse du thorium C'. Le rapport des vitesses initiales adoptées pour faire ce calcul a été 1,207 déterminé directement.

Cette dernière colonne permet de placer sur la même courbe de ralentissement, les points dus aux faisceaux des rayons α du thorium C' et du thorium C simultanément émis par la même lame et ralentis par le même écran.

	I (Th C)	II (Ra C')
Li	4.0	1.8
Al	5.7	2.5
Fe	7.3	3.2
Ni	7.6	3.3
Cu	7.9	3.5
Zn	8.0	3.5
Mo	9.9	4.3
Pd	10.3	4.5
Cd	10.3	4.5
Ag	10.3	4.5
Sn	10.5	4.6
Pt	14.4	6.3
Au	14.2	6.2
Pb	14.2	6.3

En effet, il suffit d'ajouter les valeurs correspondantes données par cette colonne au poids des écrans pour avoir les abscisses, les ordonnées étant $\frac{V_0 - V}{V_0}$, où V est la vitesse du thorium C après la traversée de l'écran et V_0 la vitesse initiale du thorium C'.

PARCOURS TOTAUX. — Il paraît intéressant de calculer les parcours totaux en partant de la formule (13), mais comme

(¹) Malheureusement nous n'avons pas pu tenir compte du nombre récent de Mr Briggs pour la vitesse initiale des rayons α du Th. C', déterminée à 2.053×10^9 cm./sec.

nous l'avons déjà indiqué, cette formule présente un maximum pour une valeur de X qui correspondrait à une perte de vitesse d'environ 76 o/o.

M. Briggs (*l. c.*) ayant pu mesurer dans le cas du ralentissement par le mica, des pertes relatives de vitesse plus grandes que les nôtres, nous avons essayé de représenter l'ensemble de nos résultats et ceux de l'auteur cité par la formule

$$(15) \quad X = Ku \left[0,9 - \log(u + 0,9) + \frac{u^2 K}{18} \right].$$

Cette formule est la même que (14) donnée précédemment, si l'on fait abstraction du terme correctif qui s'annule pratiquement pour les valeurs de u plus faibles.

De (15) on tire pour le parcours ($u = 1$)

$$(16) \quad X_p = K(0,9 - \log 1,9) + \frac{k}{18}.$$

La différence entre le parcours ainsi calculé et le maximum de la courbe $X_f \left(\frac{V}{V_0} \right)$ n'est que de 10 o/o environ.

En supposant un terme correctif du même ordre pour les métaux à partir de l'aluminium on obtient de (12) pour $u = 1$ la formule

$$(17) \quad X_p = K(1 - \log 2) + 0,055 K$$

et finalement

(18) $X_p = K 0,363$ (on évalue à 3-4 o/o l'erreur sur le parcours total ainsi calculé).

Le tableau ci-après donne les valeurs des parcours des rayons α du radium C calculés suivant la formule (18) et les valeurs K du tableau page 43.

	R. v. Trautenberg	Marsden et Taylor	Rosenblum
Li	8.1	»	8.5
Al	11.4	11.4	11.8
Fe	14.7	»	15.2
Ni	16.0	»	15.8
Cu	15.9	16.0	16.3
Zn	16.3	»	16.6
Mo	»	»	20.3
Pd	»	»	21.4
Cd	20.9	»	21.4
Ag	20.2	»	21.1
Sn	21.7	»	21.9
Pt	27.4	»	29.7
Au	27.0	29.0	29.4
Pb	28.5	»	29.6

On tient compte de la différence de parcours entre le radium C' et le thorium C' suivant le tableau de la page 50. Nous donnons à titre de comparaison les valeurs obtenues par d'autres méthodes.

COURBE DE BRAGG. — La courbe de Bragg permet, comme on le sait, d'étudier la variation de l'ionisation le long d'un faisceau étroit de rayons α dans un gaz tel que l'air.

Comme la vitesse des rayons α diminue progressivement avec l'augmentation de la distance à la source, la courbe de Bragg représente en réalité la variation de l'ionisation en fonction de la vitesse des rayons α qui constituent le faisceau ionisant, à condition de négliger la fluctuation de vitesse (straggling).

Si nous introduisons, dans le trajet d'un faisceau de rayons α , des écrans matériels, les parcours des rayons α se trouvent diminués, mais la forme caractéristique de la courbe d'ionisation se conserve en général. On peut, d'une part, déterminer les épaisseurs d'air équivalent du point de vue de l'absorption aux écrans introduits, d'autre part, on peut mesurer la vitesse des rayons α (par exemple par la méthode du champ magnétique) à la sortie des écrans. On peut donc

déterminer la vitesse des rayons α le long de leur trajet dans l'air, c'est-à-dire la vitesse des rayons α au moment où ils ionisent une tranche d'air élémentaire à une distance donnée de la source. La courbe de Bragg qui représente la variation de l'ionisation en fonction de la distance à partir de la source $I_f(X)$, (où I est l'ionisation en unités arbitraires et X la distance en cm.) peut donc être mise sous la forme $I_f\left(\frac{V}{V_0}\right)$ en remplaçant les X par les valeurs correspondantes des vitesses.

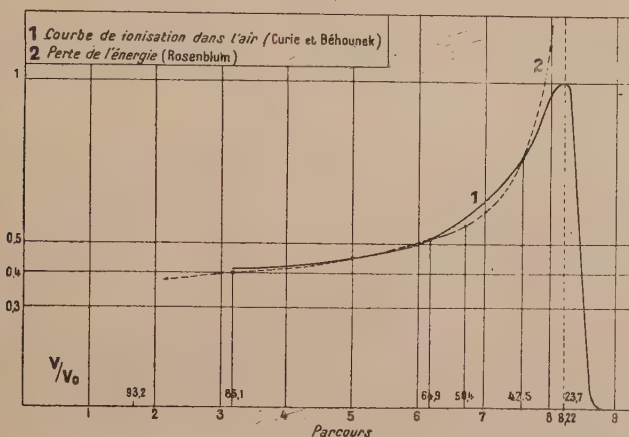


Fig. 12.

Dans la figure (12) ci-dessus la courbe en pointillé représente la variation de la force vive $\frac{dE}{dx}$ des particules α en fonction de la vitesse relative $\frac{V}{V_0}$ ($V_0 = 2,063 \times 10^9$) (x évalué en mg./cm²).

Ces valeurs sont calculées suivant la formule

$$(19) \quad -\frac{dE}{dX} = \frac{mV_0^2}{K} \frac{V}{V_0} \frac{1}{\frac{1}{2 - \frac{V}{V_0}} - \log \left(2 - \frac{V}{V_0} \right)}$$

que l'on tire facilement de

$$(13) \quad X = K \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \left[1 - \log \left(2 - \frac{V}{V_0} \right) \right].$$

Nous pouvons comparer cette courbe à la courbe d'ionisation obtenue par I. Curie et Béhounek ⁽¹⁾ pour les rayons α du radium C' (un trait plein sur la figure) en substituant à chaque valeur de x (évaluée en cm.) les valeurs de $\frac{V}{V_0}$ correspondantes. Les vitesses des rayons α le long de leur parcours dans l'air ont été adoptées d'après Briggs ⁽²⁾ (Pour faciliter la comparaison on a fait coïncider un point arbitraire de deux courbes).

Nous voyons donc que la variation de l'énergie d'une particule α le long de son parcours dans un métal présente d'après nos expériences une allure générale analogue à celle de la courbe de Bragg.

Notons aussi que le maximum de $-\frac{dE}{dx} = f(X) = f\left(\frac{V}{V_0}\right)$ correspondant à $\frac{dv}{dx} = \infty$ suivant formule (19) coïncide approximativement avec le maximum de la courbe de Bragg

$$I = f(X) = f\left(\frac{V}{V_0}\right).$$

PERTE D'ÉNERGIE PAR UNITÉ DE TEMPS. — Il m'a semblé intéressant de calculer la quantité

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{dE}{dx} V$$

⁽¹⁾ J. CURIE et BÉHOUNEK, *Journal d. Physique*, 7, 125, 1926.

⁽²⁾ *loc. cit.*

en partant de la formule (17) plus rigoureuse que la formule (6), voici les résultats obtenus :

v/v_0	$-dE/dt$
100	1
90	0.99
80	0.98
70	0.96
60	0.95
50	0.95

Ils montrent que la quantité dE/dt n'est qu'approximativement constante.

CHAPITRE IV

Théorie de Bohr, pouvoir de ralentissement.

Dans le précédent chapitre on a montré que la perte de vitesse subie par les rayons α en fonction du chemin parcouru dans les différents métaux peut s'exprimer par l'équation

$$(13) \quad X = K \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \left[1 - \log \left(2 - \frac{V}{V_0} \right) \right]$$

où X est la masse superficielle de l'écran en mg./cm^2 , V_0 est la vitesse initiale des rayons du thorium C' et V la vitesse restante après la traversée de l'écran. La seule grandeur qui varie dans cette formule avec la nature de l'absorbant est le coefficient K .

Théorie de Bohr.

Suivant la théorie de Bohr (1), on a pour la perte de vitesse d'un rayon α le long de sa trajectoire, l'expression

$$(1) \quad \frac{dv}{dx} = \frac{1}{v^2} \frac{16\pi e^4 L'}{m_a m_e} \sum \log \frac{1,123 v^3 m_e}{4\pi v e^2}$$

(1) N. BOHR, *Phil. Mag.*, 25, 10, 1913; 30, 581, 1915.

v est la vitesse de la particule α , x le chemin parcouru en cm, ν la fréquence propre des électrons à l'intérieur des atomes traversés.

Les valeurs numériques suivantes sont adoptées :

$$\begin{aligned} e &= 4,744 \cdot 10^{-10} \text{ UES} && \text{pour la charge élémentaire} \\ m_a &= 6,60 \cdot 10^{-24} \text{ g} && \text{pour la masse de la particule } \alpha \\ m_e &= 9,03 \cdot 10^{-28} \text{ g} && \text{pour la masse de l'électron.} \end{aligned}$$

L' est le nombre d'atomes par cm^3 lié au nombre d'Avogadro L par l'équation $L' = \frac{L\rho}{A}$, où ρ est la densité, et A le poids atomique. Le nombre d'électrons non nucléaires par cm^3 est alors donné par $\frac{LN\rho}{A}$, N étant le numéro atomique.

Pour (1) nous pouvons écrire

$$(2) \quad v^3 \frac{dv}{dx} = C \frac{\rho N}{A} \left[\log v^3 - \frac{1}{N} \sum \log \nu + K_x \right] = \frac{C\rho NS'}{A}$$

en posant

$$C = \frac{L16\pi e^4}{m_a m_e} = 2,66 \times 10^{28} \text{ et } K_x = \log \frac{1,123m_e}{4\pi e^2} = -21,76$$

et en exprimant v par $w = \frac{v}{v_0}$ ceci donne

$$(3) \quad w^3 \frac{dw}{dx} = C_1 \log w + C_2$$

$$C_1 = \frac{3C}{v_0^4} \frac{N\rho}{A}$$

et

$$C_2 = \frac{C_1}{3} \left(\log v_0^3 - \frac{1}{N} \sum \log \nu + K_x \right) = \frac{C_1}{3} S'_0$$

pour

$$w = \frac{v}{v_0} = 1$$

on a alors

$$(4) \quad \frac{dw}{dx} = C_2 = \frac{C_1 S'_0}{3}$$

D'autre part, on a suivant notre formule (13) pour $w = 1$

$$\frac{dw}{dx} = \frac{1}{K}.$$

Mais observant que nous avons exprimé x en mg./cm^2 , on trouve pour $\frac{dw}{dx}$ (x exprimé en centimètres)

$$(5) \quad \frac{dw}{dx} = \frac{1.000\rho}{K}$$

et finalement

$$(6) \quad \frac{1}{K} \rho \cdot 1.000 = C_2 = \frac{C_1}{3} S'_0$$

$$K = \frac{3.000\rho}{C_1 S'_0}.$$

D'après Bohr, la formule (1) n'est valable que pour les numéros atomiques $N < 10$ et pour des vitesses assez grandes de l'ordre de $2,10^9 \text{ cm./sec.}$ Cette dernière condition est justement réalisée à l'origine de nos courbes de ralentissement ($w = 1$), effectuées sur des rayons α ayant une vitesse de $2,06 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$

La difficulté qui ressort pour la comparaison des résultats de la théorie aux données expérimentales du fait que $1/N \sum \log \nu$ n'est pas connu, est tournée par Kohlrausch ⁽¹⁾ dans un travail récent, de la façon suivante :

Soit $R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$, la fréquence de Rydberg et n le nombre quantique principal, la fréquence limite s'écrit alors

$$(7) \quad \nu = R \frac{N^2}{n^2}.$$

En négligeant les effets d'écran électro-statique des électrons et en confondant les orbites à nombre quantique principal commun, Kohlrausch calcule les valeurs de $\frac{1}{N} \sum \log \nu$

(1) K. W. F. KOHLRAUSCH, *Phys. Ztschr.*, 6, 1928, p. 153.

pour certains métaux et trace une courbe permettant de trouver les valeurs numériques de cette expression en fonction du numéro atomique N. Les tableaux ci-dessous permettent de comparer les valeurs de K suivant Bohr-Kohlrausch à ceux donnés par nos expériences.

Métaux	Li	Al	Te	Ni	Cu	Pd	Ag	Cd	Sn	Pt	Au	Pb
Numéro atomique N .	3	13	26	28	29	46	47	48	50	78	79	82
$\frac{1}{N} \Sigma \log v$.	37.75	39.53	40.37	40.44	50.52	41.18	41.22	41.25	41.30	41.89	41.91	41.93
S ₀	4.86	3.08	2.23	2.14	2.09	1.43	1.39	1.36	1.31	0.72	0.70	0.68
K calculé .	32	46	64	66	71	109	112	116	122	235	242	252
K observé .	27.7	39.3	50.5	52.5	54.5	71.1	70.3	71.1	72.9	99	98	98.5

L'accord approximatif qu'on trouve ainsi entre la théorie et l'expérience pour les corps des numéros atomiques faibles est assez remarquable, vu les nombreuses approximations dans l'évaluation des phénomènes (Remarquons qu'on améliore un peu l'accord entre la théorie et l'expérience en adoptant pour l'Al. et le Li. la formule 14, voir p. 46). Des expériences ultérieures en préparation nous permettront d'examiner de plus près cette théorie dans le domaine des corps de numéros faibles où elle s'applique particulièrement. Nous nous proposons également d'étudier le ralentissement des rayons α dans les gaz rares qui présente un intérêt spécial.

(1) Les valeurs de K calculées dans ce tableau suivant Bohr-Kohlrausch diffèrent de celles données par M. Kohlrausch dans le travail cité, une erreur systématique s'étant glissée dans le calcul de ce dernier. Les valeurs de K se trouvent dans ce travail multipliées par un facteur d'environ 1,31, ce qui fait apparaître l'accord entre la théorie et les données expérimentales meilleur qu'il n'est en réalité, surtout pour les corps de N atomique moyen.

Pouvoir de ralentissement.

Soient X_1 et X les masses superficielles de deux éléments de poids atomiques A_1 et A_2 provoquant une même perte de vitesse relative u .

Le rapport

$$\frac{A_1}{X_1} : \frac{A_2}{X_2} = \frac{A_1}{K_1} : \frac{A_2}{K_2}$$

définirait alors une grandeur que nous appellerons « rapport des pouvoirs de ralentissement » par atome de ces deux éléments. La notion du « pouvoir de ralentissement » est à rapprocher de celle du « pouvoir d'arrêt » déduite en général de la courbe de Bragg.

En choisissant arbitrairement comme unité le pouvoir d'arrêt par atome d'une substance quelconque (en général on choisit l'air ou l'oxygène) différents auteurs ont donné des valeurs numériques des pouvoirs d'arrêt par atome pour plusieurs éléments.

Dans le tableau ci-après sont reproduites les valeurs expérimentales récentes des pouvoirs d'arrêt d'après Rausch von Traubenbergr (1) et Consigny (2) et les valeurs des pouvoirs de ralentissement déduites de nos expériences.

Les nombres de M. Consigny sont déduits d'après les « équivalents en métal » qui correspondent aux mêmes couches d'air dans la courbe d'ionisation d'un faisceau de rayons α dans l'air. Les autres nombres expérimentaux sont cités d'après le *Research Council* de 1924 et sont dus à un travail d'ensemble sur les pouvoirs d'arrêt des différents métaux et gaz pour les rayons α de R. v. Traubenbergr (1).

Ce dernier s'est servi de la méthode suivante pour déter-

(1) R. VON TRAUBENBERG, *Zeitsch. für Phys.*, 2 (1920), p. 268.

(2) CONSIGNY, *C. R.*, 183 (1926), p. 1927.

miner les parcours totaux d'un faisceau homogène de rayons α dans les couches métalliques différentes.

Par laminage entre deux cylindres, dont les axes formaient un très petit angle, il arrivait à fabriquer des coins métalliques d'une pente régulière qu'il appliquait ensuite contre un écran au sulfure de zinc. Un fil activé dans le radon était placé à 1 millimètre de l'écran parallèlement au coin métallique. Le rayonnement β était éliminé par un champ magnétique. L'épaisseur du coin à l'endroit où la luminosité cesse donne le parcours maximum des rayons α dans le métal dont est formé le coin.

Cette méthode doit être très délicate; les parcours des rayons α dans les métaux sont, en effet, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre et la précision obtenue doit certainement varier avec la nature des métaux à analyser.

Pour permettre la comparaison, j'adopte pour le pouvoir de ralentissement de l'or, la valeur 3,73, qui est son pouvoir d'arrêt, d'après R. v. Trautenberg.

Différentes formules ont été proposées comme expression des pouvoirs d'arrêt en fonction du numéro atomique N et du poids atomique A (proportionnalité à $A^{\frac{1}{2}}$ (Bragg), $N^{\frac{1}{2}}$ (R. v. Trautenberg), $N^{\frac{2}{3}}$ (Glasson). Nous proposons comme nouvelle expression $\frac{N}{\sqrt{N+4}}$. On voit d'après le tableau que cette expression donne une meilleure concordance avec les expériences. Pour les valeurs de N très grandes, elle tend vers $\sqrt{N}$.

Nous avons été, d'autre part, frappé par le fait que les nombres expérimentaux pour les pouvoirs d'arrêt relatifs aux corps légers peuvent être représentés d'assez près par la

$$\text{relation } \sum_{i=1}^{i=N} \frac{i}{i+4}.$$

Cette expression fait ressortir d'une façon très nette que

l'absorption d'énergie par électron diminue lorsque N augmente. Comme d'autre part les électrons sont d'autant plus « liés » en moyenne dans l'atome que N est plus grand, on voit que les particules α perdent d'autant moins d'énergie dans leurs rencontres avec les électrons que ceux-ci sont plus fortement liés.

Éléments	Rausch von Traubenberg	Consigny	Rosenblum	$N \times 0.43$ $(N+4)^{\frac{1}{2}}$	$\sum_{i=1}^N \frac{1}{i+4}$	$A^{\frac{1}{3}} \times 0.265$	$N^{\frac{1}{3}} \times 0.42$	$\frac{2}{N^{\frac{1}{3}}} \times 0.202$
1 H . .	0.20			0.19	0.20	0.27	0.42	0.20
2 He . .	0.38			0.35	0.37	0.53	0.59	0.32
3 Li . .	0.52		(0.46)	0.49	0.51	0.70	0.73	0.42
4 Be . .	(0.75)			0.61	0.63	0.80	0.84	0.51
6 C . .	0.86			0.82	0.85	0.92	1.03	0.67
7 N . .	0.96			0.91	0.94	0.89	1.11	0.74
8 O . .	1.00			0.99	1.02	1.06	1.19	0.81
12 Mg . .	1.23			1.20	1.30	1.31	1.45	1.06
13 Al . .	1.27	1.40	1.28	1.36	1.36	1.38	1.51	1.12
14 Si . .	1.23			1.42	1.41	1.41	1.57	1.18
17 Cl . .	1.76			1.60	1.56	1.58	1.73	1.34
18 A . .	1.80			1.65	1.61	1.68	1.78	1.39
20 Ca . .	1.78			1.75	1.69	1.68	1.88	1.49
26 Fe . .	1.96		(2.05)	2.04	1.91	1.99	2.14	1.78
28 Ni . .	1.89		(2.07)	2.13	1.98	2.03	2.22	1.87
29 Cu . .	2.00	2.29	2.16	2.17	2.00	2.12	2.26	1.91
30 Zn . .	2.05			2.22		2.35	2.30	1.96
35 Br . .	2.51			2.41		2.37	2.48	2.11
46 Pd . .			2.78	2.80		2.74	2.85	2.60
47 Ag . .	2.74	2.29	2.85	2.83		2.76	2.88	2.68
48 Cd . .	2.75		2.93	2.86		2.81	2.91	2.68
50 Sn . .	2.86	3.13	3.02	2.93		2.89	2.99	2.75
53 I . .	3.55			3.02		2.99	3.06	2.86
78 Pt . .	3.64	(3.39)	3.66	3.71		3.77	3.77	3.67
79 Au . .	3.73	3.73	3.73	3.73		3.73	3.73	3.73
81 Pb . .	3.76	3.98	3.90	3.78		3.79	3.78	3.79
82 Tl . .	3.86			3.80		3.82	3.80	3.82

CHAPITRE V

Sur les rayons α à charge simple.

Plusieurs auteurs ⁽¹⁾ avaient signalé des groupes très faibles de grand parcours dans les faisceaux α des groupes du thorium et du radium. Nous avons entrepris d'examiner avec notre dispositif la question des longs parcours correspondant d'après la loi de Geiger à des grandes vitesses et nous avons fait des expériences pour déceler des groupes de grande vitesse dans le dépôt actif du thorium.

Nous avons réussi à obtenir des photographies nettes des deux groupes forts des rayons α du dépôt du thorium avec une source dont le rayonnement γ était faible et équivalent à celui de 0,05 millicurie de radium élément et après une exposition de 6 minutes seulement.

Nous avons pu concentrer plus de 10 millicuries sur une source ayant la même forme géométrique, les rayons doivent être, en ce cas, visibles après une exposition de deux secondes. La période de décroissance étant relativement longue — 10,6 h. — on peut donc espérer après une heure d'exposition déceler des groupes de rayonnement environ 2 000 fois moins intenses que les groupes principaux.

En effet j'ai trouvé après une pose prolongée en plus des deux raies du thorium C et thorium C' deux autres raies fines

⁽¹⁾ BATES et ROGERS, *Proc. Roy. Soc. (A)*, 105, 97, 1924.

⁽²⁾ YAMADA, *C. R.*, 180, 1591, 1925.

⁽³⁾ MEITNER et FREITAG, *Z. f. Ph.*, 37, 518, 1926.

se trouvant à mi-chemin à partir de la raie centrale. Le phénomène a pu être reproduit sur plusieurs clichés.

En 1922 ⁽¹⁾ S. H. Henderson a signalé qu'il avait photographié à l'aide de plaques Schumann dans un vide très poussé une « bande mi-chemin » qu'il attribuait à des rayons α portant une charge simple ; les rayons qui provenaient du radium C' avaient été préalablement ralentis. D'après l'auteur un vide très poussé était essentiel pour apercevoir le faisceau à charge simple.

Rutherford a repris la question par la méthode des scintillations et a pu donner des renseignements sur le rapport du nombre des rayons α charge simple à celui des rayons doublement chargés, ce rapport varie en fonction de l'épaisseur traversée, la probabilité de capturer un électron augmentant évidemment avec le nombre d'électrons rencontrés. D'après Rutherford, les rayons α à charge simple peuvent ensuite perdre par leurs chocs avec d'autres électrons l'électron capturé, mais en définitive, le rapport des rayons doublement chargés à ceux portant une charge simple serait proportionnel à $Kv^{-4,3}$, où v est la vitesse des rayons α à la sortie de l'écran et K une constante.

Les clichés que nous avons obtenus montrent que les rayons auxquels nous attribuons une charge simple existent déjà dans les faisceaux non ralentis artificiellement et provenant du dépôt actif de thorium.

Comme j'ai déjà eu l'occasion de le mentionner dans le chapitre II, il est très difficile d'éviter, par la méthode employée, qu'une très petite fraction des rayons ne passent à travers la matière. On ne peut donc pas déduire de mes expériences qu'il y ait des rayons α à simple charge émis pendant la désintégration même.

Dans un travail postérieur au mien, M. Briggs a signalé qu'il avait photographié des rayons α à charge simple à l'aide

(¹) HENDERSON, *Proc. Roy. Soc.*, A 102, 1922, p. 496.

de plaques ordinaires, mais il n'a pas pu déceler de ces rayons dont la vitesse soit supérieure à 0,83 de celle des rayons α initiaux de radium C'.

Dispositif expérimental.

La source était constituée par la tranche d'une bandelette d'argent ou d'or de 0,05 mm. d'épaisseur et de 9 mm. de longueur. Cette tranche, préalablement rodée, entre deux pièces de laiton ou d'ébonite, était seule activée. Son rayonnement γ était équivalent à 11 mgrs de radium élément.

Cette bandelette était serrée entre deux pièces de laiton et le petit bloc ainsi formé pouvait être ajusté au-dessous de la fente inférieure de l'appareil à déviation magnétique déjà décrit.

Cette fente inférieure était réglée moins fine que d'habitude. Le rayon de courbure dans le champ magnétique était défini dans ces conditions par la source quasi linéaire et la fente supérieure. La fente inférieure était recouverte d'une feuille d'aluminium très mince de 0,005 mm. d'épaisseur réduisant de 3 o/o la vitesse initiale des rayons α du thorium C'. Une expérience a été faite en supprimant la feuille protectrice; les raies « mi-chemin » persistaient sans être sensiblement affaiblies.

Nous avons également observé une petite bande très faible entre les raies mi-chemin et la raie centrale.

Résultats. — J'ai obtenu dans trois expériences successives les résultats suivants, pour les distances des milieux des raies à partir de la raie centrale :

	Thorium C	Thorium C'	Raie I mi-chemin	Raie II mi-chemin	Fin de bande	Tête de bande
	mm	mm	mm	mm	mm	mm
I	3,07	2,37	1,49	1,18	0,55	0,28
II	2,88	2,29	1,53	1,21	0,61	0,32
III	—	3,60	faible	1,92	—	—

Dans l'expérience III, la distance Plaque-source était plus grande. Le champ magnétique était de l'ordre de 15 000 Gauss environ. On voit que le rapport des déviations correspondantes aux raies normales et raies mi-chemin sont à la précision des mesures sensiblement 1 : 2.

Un effet de surexposition diminue la précision des lectures au microscope pour les raies fortes.

La nature de la petite bande très faible reste inexplicable, les recherches sur les groupes très faibles n'ont pas pu être poursuivies encore. Le rapport des nombres des rayons α charge simple à celui charge double est estimé compris entre $1/200^e$ et $1/1\ 000^e$.

APPENDICE

Luminosité.

On sait que certaines substances deviennent plus ou moins fluorescentes sous l'impact des rayons corpusculaires. Au cours de nos travaux de recherches sur les rayons α , nous avons eu l'occasion d'observer que la vaseline devenait fortement lumineuse sous l'action de ces rayons. Nous avons également observé que la couche gélatineuse des plaques photographiques s'illuminait à proximité des sources émettant des rayons α .

Ces deux phénomènes très marqués de fluorescence n'étant peut-être pas connus et pouvant présenter un certain intérêt nous avons jugé utile de les signaler.

Impression sur les métaux.

Sur certaines feuilles métalliques posées au voisinage immédiat de sources fortes de thorium B, nous avons pu constater des impressions correspondant à l'image de la source.

Nous n'avons pas eu l'occasion d'établir la nature exacte de ces altérations locales des surfaces métalliques sous l'action des rayons α . Nous nous proposons de reprendre ultérieurement l'étude de cette question.

Ce travail a été exécuté au Laboratoire Curie à l'Institut du Radium grâce à l'attribution d'une bourse Curie-Carnegie.

J'ai le plaisir de remercier très sincèrement Mme Pierre Curie pour le grand honneur qu'elle m'a fait en me confiant ce travail et en me donnant les moyens de le poursuivre.

Pendant les trois ans que ces recherches ont duré Mme Pierre Curie a bien voulu en suivre les différentes phases avec un intérêt constant et sa critique toujours bienveillante m'a été d'une très grande utilité.

Je remercie également M. A. Debierne pour ses utiles conseils, M. F. Holweck pour les directives qu'il m'a données et les encouragements qu'il m'a prodigués, M. M. Laporte pour son intérêt amical.

Les travaux de Mme Irène Joliot-Curie sur la déviation magnétique des rayons α et les travaux de M. Jean d'Espine, dans un domaine voisin, m'ont été d'une très grande utilité, je leur adresse l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie enfin M. Georges Fournier pour son aide amicale.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Transformations atomiques
sous l'action des rayons α .**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 14 Mai 1928.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

